

Titel:

**Modellierung des Leckstroms eines
Kohleringdichtsystems unter Berücksichtigung der
Fluid-Struktur Interaktion**

D i s s e r t a t i o n
zur Erlangung des Doktorgrades

der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von

Yang Yang
aus Chongqing/China

genehmigt von der
Fakultät für Mathematik/Informatik und Maschinenbau
der Technischen Universität Clausthal

Tag der mündlichen Prüfung

11.12.2017

Vorsitzender der Promotionskommission:

Prof. Dr.-Ing. Volker Wesling

Hauptberichterstatter:

Prof. Dr.-Ing. Gunther Brenner

Mitberichterstatter:

Prof. Dr.-Ing. Hubert Schwarze

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Technische Mechanik der TU Clausthal in einer engen Zusammenarbeit mit der Firma EagleBurgmann Espey.

Ich möchte mich vor allem bei meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Gunther Brenner bedanken, dass er mir die Gelegenheit zur Promotion gegeben hat. Seine wissenschaftliche Betreuung, die Unterstützung und Anregungen während meiner Forschungstätigkeit hat zum Gelingen dieser Arbeit entscheidend beigetragen. Außerdem danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Hubert Schwarze für die Übernahme des Zweitgutachtens und Herrn Prof. Dr.-Ing. Volker Wesling für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes der Promotionskommission.

Ich bedanke mich herzlich bei Herrn Dipl.-Ing. Robert Imhäuser von der Firma EagleBurgmann ESPEY für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung. Den Kolleginnen und Kollegen am ITM danke ich sowohl für die gute Arbeitsatmosphäre als auch für die angenehme Zeit, die wir zusammen verbracht haben. Ich möchte mich besonders bei Herrn Dr.-Ing. Andreas Lucius, Herrn Dr.-Ing. Roger Aragall und Herrn Dipl.-Inf. Yong Ma für die vielen fruchtbaren Gespräche zur numerischen Strömungsmechanik bedanken. Des Weiteren möchte ich mich bei allen Diplom- und Masterarbeitern bedanken, die wichtige Beiträge zu dieser Arbeit geleistet haben.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, sowie meinem Mann Herrn Dr.-Ing. Sebastian Stenger und meiner Tochter Lilly, die mich zu jeder Zeit meiner Arbeit unterstützt haben.

Neckarbischofsheim, im November 2018

Yang Yang

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Strömung in Kohleschwimmringdichtungen untersucht. Kohleschwimmringdichtungen sind berührungsfreie Dichtungen und werden häufig in Ventilatoren und mehrstufigen Kompressoren verwendet. Durch Einsatz verschiedener CFD-Tools werden die Einflüsse der Fluid-Struktur Interaktion sowie der mikroskopischen und makroskopischen Oberflächenstruktur auf die Leakage analysiert. Die Arbeit konzentriert sich auf stationäre und damit stabile Betriebszustände. Ziel der Arbeit ist die Entwicklung eines reduzierten Modells, das mit geringem Rechenaufwand die Leakage im Dichtsystem mit hoher Genauigkeit vorhersagen kann.

Eine Kohleschwimmringdichtung funktioniert nach dem Prinzip der Drosselung. Der entscheidende Parameter für die Leakage ist die Geometrie des Ringspalts, die von vielen Faktoren beeinflusst werden kann. Daher müssen der Dichtring und die dazugehörigen Bauteile als ein Gesamtsystem betrachtet werden. Aufgrund der erwünschten kleinen Spalthöhe ist der Einfluss der Oberflächenstruktur ein Hauptthema in dieser Arbeit. Der Einfluss der Mikro- und Makro-Struktur auf die Leakage wird analysiert. Um die Strömungszustände zu quantifizieren, werden neben dem kommerziellen Programm ANSYS auch der Opensource Code OpenFOAM und eine selbst implementierte Bulk-Strömungstheorie verwendet. Aufgrund der hohen Druckdifferenz für den Einsatz in Kompressoren werden die Fluid-Struktur Interaktion (FSI) im Programmpaket ANSYS Workbench berücksichtigt. Anhand der Erkenntnisse aus diesen Untersuchungen wird eine quasi-eindimensionale Theorie für die kompressible Strömung als Basismodell entwickelt. Das Modell wird mit einem analytischen Lösungsansatz für die Festkörperdeformation angepasst, um den Einfluss der FSI auf die Leakage zu berücksichtigen. Eine Erweiterung des Modells für Dichtsysteme mit mehreren Dichtringen wird ermöglicht, indem die Zustandsänderung bei der Expansion vom Spaltaustritt zur Kammer als isobar angenommen und die Geschwindigkeit in der Kammer vernachlässigt wird. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

Neben der Leakage wird der Lomakin-Effekt untersucht, der für die Selbstzentrierung des Dichtrings verantwortlich ist. Im Gegensatz zur Leakage ist die Lomakin-Kraft empfindlich gegenüber der Oberflächenstruktur. Aufgrund der hohen Reibungskraft ist die Lomakin-Kraft allerdings für Hochdruckanwendungen zu klein, um den Dichtring wirksam zu zentrieren. Eine Berücksichtigung der Wellenschwingungen bei der Auslegung des Dichtsystems ist notwendig, um den Verschleiß und die Kollisionsschäden zwischen der Wellenhülse und dem Kohlering zu vermeiden.

Abstract

Floating ring seals are typical non-contact seals and widely used in fans and multi-stage compressors. This thesis analyzes the flow in a carbon floating ring seal and identifies the influence of the fluid structure interaction, micro- and macro-surfaces on the leakage via different computational fluid dynamic tools, with the focus on stable and stationary operating conditions. Finally, the thesis aims to develop a simplified model to predict the leakage in the sealing system with both high accuracy and low computational effort.

Floating ring seals typically operate according to the principle of throttling. One key parameter of leakage is the geometry of the ring gap, which might be influenced by several factors. Therefore, the sealing ring and the associated components must be considered as a complete system. In addition, as the ideal gap height could be rather small, the influence of the surface structure should be taken into account as well. Depending on different structure types, there are several ways to quantify the flow states, including the commercial program ANSYS, the Opensource Code OpenFOAM and a self-implemented bulk flow theory. The results of the analysis show that the leakage depends much less on the micro surface structure. Additionally, for the application with high-pressure gradient like compressors, the fluid-structure interaction (FSI) is considered using the program package ANSYS Workbench. Based on these results, a basic model is built up to calculate the leakage by implementing a quasi-one-dimensional theory for the compressible flow. Furthermore, the model could adapt to different FSI leakage situations with an analytical approach for the mechanical deformation. According to the results from the experiment with air, the calculated leakage shows a good agreement.

In addition, the Lomakin force which affects the self-centering of sealing rings is investigated in this work. Compared with the leakage, this Lomakin effect is more sensitive to the surface structure. However, for the present high-pressure application, the Lomakin force is smaller than the radial friction and cannot force the sealing ring to center effectively. Therefore in the sealing system construction, it is essential to take the shaft vibration into consideration as well, in order to reduce the potential wear and collision damage between the shaft sleeve and the carbon ring.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	6
1.1	Problemstellung	6
1.2	Stand der Forschung und Technik	7
1.3	Ziele und Überblick der Arbeit	13
2	Theoretische Grundlagen und Modellierung	14
2.1	Grundlage der Strömungsmechanik in Kohleschwimmringdichtungen	14
2.1.1	Allgemeines Modell für die kompressible Strömung	14
2.1.2	Zweidimensionales Modell im Kreisringpalt	19
2.1.3	Quasi-eindimensionale Theorie für eine kompressible Spaltströmung	23
2.1.4	Modellierung der Strömung unter Berücksichtigung der Oberflächenstruktur	28
2.2	Numerische Lösungsmethode	31
2.3	Modellierung der mechanischen Deformation	37
2.3.1	Theoretische Grundlage und die Finite-Elemente-Methode	37
2.3.2	Analytischer Lösungsansatz	39
2.4	Kopplung von Fluid und Struktur mit ANSYS Multifield Löser	42
3	Verifikation und Validierung der Strömungssimulation	45
3.1	Modellerstellung in CFX	45
3.2	Verifikation der Simulationsmodelle	47
3.3	Validierung der Modelle mit Messdaten	49
4	Einflüsse der Struktureigenschaften des Ringspalts auf die Leakage und Verhalten des Dichtrings	56
4.1	Einfluss der Mikro-Oberflächenstruktur auf die Leakage	56
4.1.1	Laminarer Strömungsbereich	57

4.1.2	Turbulenter Strömungsbereich	67
4.2	Einfluss der Makro-Ringspaltstruktur auf die Leckage und das Stabilitätsverhalten	69
4.2.1	Problembeschreibung	69
4.2.2	Einfluss der Exzentrizität und Welligkeit	70
4.2.3	Einfluss der Entspannungsnut	73
4.3	Schlussfolgerungen	79
5	Untersuchung der Fluid-Struktur Interaktion (FSI) in Kohleschwimmringdichtsystemen	81
5.1	Strukturmechanische Untersuchung des Dichtsystems	82
5.2	Numerische Berechnung unter Berücksichtigung der FSI	88
6	Dichtsysteme mit mehreren Dichtringen	95
6.1	Modellerstellung	95
6.2	Diskussion der Ergebnisse	97
7	Zusammenfassung und Ausblick	102
A	Anhang	104
A.1	Machzahlgleichung für quasi eindimensionale kompressible Spaltströmung .	104
A.2	Analytische Berechnung der mechanischen Deformation	106

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

a	Schallgeschwindigkeit
A	Fläche
B	empirische Konstante in der Wandfunktion
\mathbf{B}	Verzerrungsverschiebungsmatrix
\mathbf{C}	Elastizitätsmatrix
$C_{v,p}$	Spezifische Wärmekapazität beim konstanten Volumen und Druck
C_{stiff}	Exponent für das Netzsteifigkeitsmodell
C_μ	Anisotropieparameter
D	Durchmesser, hydraulischer Durchmesser
e	spezifische innere Energie pro Masseneinheit, Exzentrizität
E	Elastizitätsmodul
\mathbf{E}	Greenscher Verzerrungstensor
f	Reibungsbeiwert
h	Spalthöhe
h, h_{tot}	statische Enthalpie, Gesamtenthalpie
\mathbf{I}	Einheitstensor
k	turbulente kinetische Energie
\mathbf{k}	spezifische Volumenkraft
k_s	Sandkornrauheit
\dot{m}	Massenstrom

M	Machzahl
\mathbf{M}	Massenmatrix
M_r	radiales Biegemoment
\mathbf{n}	Normalenvektor
N	Anzahl der Knoten für die numerische Diskretisierung
\mathbf{N}	Formfunktion
P	benetzter Umfang für die Berechnung des spezifischen Durchmessers
p, p_{tot}	Druck, Gesamtdruck
P_{rt}	Prandtl-Zahl
q	Volumendurchsatz pro Einheit, spezifische Wärmemenge
\mathbf{q}	Wärmeflussvektor, lokal normierte Verschiebung
Q	Querkraft
R	spezifische Gaskonstante, Nennradius
Re	Reynoldszahl
Ra	mittlere Oberflächenrauheit
s	spezifische Entropie
S	Oberfläche
t	Zeit, Scheibendicke
T, T_{tot}	Temperatur, Gesamttemperatur
\mathbf{T}	Spannungstensor
Tu	Turbulenzgrad
u	Geschwindigkeit
\mathbf{u}	Geschwindigkeitsvektor in der Eulerschen Betrachtung
\mathbf{u}	Verschiebung in der Lagrangeschen Betrachtung
u_τ	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
u^+	dimensionslose Geschwindigkeit
\mathbf{v}	Geschwindigkeit in der Lagrangeschen Betrachtung

V	Volumen
$V_{R,S}$	mittlere Geschwindigkeit relativ zum Rotor und Stator
U, W	Geschwindigkeiten in axialer Richtung und Umfangsrichtung
x, y, z	Koordinaten im kartesischen Koordinatensystem
x, r, θ	Koordinaten im zylindrischen Koordinatensystem
y^+	dimensionsloser Wandabstand

Griechische Buchstaben

α	Verhältnis von der Schmierfilmdicke zur Wellenlänge der Rauheit
γ	Isentropenexponent
Γ_t	turbulente Diffusivität
Γ_ϕ	Diffusivität einer Transportvariable ϕ
δ	Übermaß der Presspassung im Kohle-Titanring, relative Verschiebung des Gitterpunktes
ε	turbulente Dissipation, dimensionsloses Spaltmaß
ϵ	Exzentrizitätsgrad
ϵ^{th}	thermische Verzerrung
ζ	Druckverlustbeiwert am Spalteintritt
ζ_{disp}	Netzsteifigkeit
θ	Biegewinkel
κ	Von Kármán Konstante
λ	Wärmeleitfähigkeit
μ	dynamische Viskosität
μ_t	turbulente Viskosität
ν	Poissonzahl
ξ	Kontaktsteifigkeit
ρ	Dichte
σ	Wandrauheit, Spannung

τ	Schubspannung
τ_w	Wandschubspannung
ϕ	allgemeine Transportvariable
ϕ^s	Scherflussfaktor
ϕ^p	Druckflussfaktor
ψ	Durchflussbeiwert
ω	turbulente Wirbelgeschwindigkeit, Drehgeschwindigkeit

Abkürzungen

FSI	F luid- S truktur I nteraktion
MPC	M ulti- P oint C onstraint
SST	Standard S hear S tress T ransport Turbulenzmodell
K	K ammer
S	S palt

Manche Symbole werden doppelt verwendet. Allerdings werden sie in verschiedenen Abschnitten verwendet und die Bedeutungen des Symbols im Text hingewiesen, um eine Verwechslungsgefahr auszuschließen.

1 Einführung

1.1 Problemstellung

Kohleschwimringdichtungen werden zur Abdichtung rotierender Wellen flächendeckend im Maschinenbau und in der chemischen Industrie eingesetzt. Durch ihre Selbstzentrierbarkeit und Berührungsfreiheit ermöglichen sie eine zuverlässige Lösung für die Abdichtung von Gasen, Stäuben und Dämpfen. Sie bieten einen robusten und wartungsfreundlichen Betrieb. Gleichzeitig zeigen die Erfahrungen aus der Praxis, dass Kohleschwimringdichtungen in der Lage sind, ohne Beeinträchtigung der Wellenbewegung niedrige Leckagen zu erzielen [1, 2]. Dies ist vor allem deshalb wichtig, weil die Leckage eine Verlustquelle für die Maschine darstellt und deren Gesamtwirkungsgrad verschlechtert. Im Bereich der Turbomaschinen kann dieser Leckstrom bis zu 2 % des gesamten Maschinendurchsatzes erreichen [3].

Bei der Abdichtung toxischer und brennbarer Gase muss zusätzlich ein ungefährliches Sperrgas (beispielsweise Stickstoff) zugeführt werden, damit der Leckstrom auf keinen Fall in die Atmosphäre gelangt. Der erforderliche Volumenstrom des Sperrgases ist proportional zur Leckage der Dichtung. Dabei gilt, dass eine Überschätzung des Leckstroms zu einem übermäßigen Sperrgasverbrauch und einer Verschlechterung der Energiebilanz führt. Dagegen kann eine Unterschätzung des Leckstroms zu einem Fehlverhalten der Maschine führen. Für die Verbesserung des Gesamtwirkungsgrads der Maschine bietet die Optimierung der Kohleschwimringdichtungen daher ein hohes Potential. Um diese Optimierungen durchführen zu können ist ein ausführliches Verständnis des Leckageverhaltens erforderlich.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, ein Rechenmodell zu entwickeln, mit dem die Leckage im Betrieb möglichst genau bestimmt werden kann. Es ist nicht möglich, alle Einflussparameter mit einem einzigen mathematischen Modell zu erfassen und in einer realisierbaren Zeit die Leckage zu berechnen. Eine Quantifizierung des Einflusses von einzelnen Parametern auf die Leckage wird für eine klare Übersicht und weitere Modellbildung durchgeführt. Die Einflussparameter und ihre Zusammenhänge werden in dieser Arbeit theoretisch untersucht. Daraus wird ein Modell entwickelt und mit den vorhandenen experimentellen Daten validiert.

Für einen vordefinierten Betriebszustand hängt die Leckage von der Dichtungsgeometrie und den Gaseigenschaften ab. Aufgrund der mechanischen und thermischen Deformation kann eine Wechselwirkung zwischen dem Strömungsfeld und der Dichtungsgeometrie ent-

stehen (Fluid-Struktur Interaktion). Des Weiteren kann die Wandrauheit aufgrund des engen Dichtspalts einen großen Einfluss auf die Leckage haben. Die Untersuchung der Wandrauheit liefert ebenfalls Kenntnisse, die in der weiteren Arbeit die Optimierung des Dichtsystems unterstützen. Da die meisten Anwendungsfälle in Industrieanlagen einen langfristigen und möglichst wartungsfreien Betrieb erfordern, wird in dieser Arbeit das Dichtverhalten bei einem stabilen Betriebszustand betrachtet. An- und Abfahrvorgänge werden daher nicht berücksichtigt.

1.2 Stand der Forschung und Technik

Eine typische Bauart der Kohleschwimmringdichtung wird in Abbildung 1.1 dargestellt. Die Bauteile werden in einem Gehäuse integriert. Dies ermöglicht eine leichte Montage mit hoher Genauigkeit. Das einteilige Dichtringelement besteht aus einem Kohlering und einer darauf aufgeschrumpften Titanbandage, mit der die unterschiedliche Wärmeausdehnungen der Welle und des Kohlerings kompensiert werden. Das Dichtringelement liegt frei im Gehäuse, um die Wellenbewegung im Betrieb nachfolgen zu können. Eine Arretierung verhindert die Drehung in der Umfangsrichtung. Um die Funktionalität der Dichtung bei Unterdruck zu gewährleisten, wird der Dichtring von einer Feder an das Gehäuseanteil angepresst. Der Spalt zwischen dem Dichtring und der Wellenhülse garantiert einen berührungsfreien Betrieb, führt aber zu einer unvermeidlichen Leckage. Um die Leckage möglichst klein zu halten, liegt die Dichtspalthöhe meistens im Mikrometerbereich. Die Beweglichkeit der Schwimmringdichtung erlaubt eine Anpassung der Wellenbewegung während des Betriebs und ermöglicht einen engen Spalt. Durch eine Auswahl geeigneter Materialien können Schwimmringdichtungen in Maschinen mit einer Gleitgeschwindigkeit bis zu 240m/s eingesetzt werden und mit mehreren Dichtelementen können Druckunterschiede über 100bar abgedichtet werden [4, 5].

Die Leckageuntersuchung beruht im Wesentlichen auf der Gasdynamik, Fluid-Struktur Interaktion und Oberflächeneigenschaften. Die Einflussfaktoren und deren Wechselwirkung können in Abbildung 1.2 entnommen werden. Aufgrund der hohen Druckdifferenz im Betrieb kann die Spaltströmung die Schallgeschwindigkeit erreichen. Die Kompressibilität des Gases spielt bei der Leckageberechnung eine große Rolle und kann nicht vernachlässigt werden. Die Druckverteilung bewirkt eine mechanische Belastung auf das Dichtsystem. Dadurch kann die Lagerposition des Dichtrings geändert und die Bauteile deformiert werden. Dies führt zu einer Änderung der Spaltgeometrie und hat damit einen Einfluss auf das Strömungsfeld. Aufgrund der kleinen Spalthöhe muss diese Wechselwirkung berücksichtigt werden. Die Spaltgeometrie kann außerdem von der thermischen Belastung beeinflusst werden. Da in dieser Arbeit ein stabiler Betrieb betrachtet wird, ist das Temperaturfeld nahezu stationär. Daher wird die Fluid-Struktur Interaktion durch die thermischen Belastung nicht berücksichtigt. Stattdessen wird die Spaltgeometrie zu jeder Betriebstemperatur bestimmt und bleibt bei der Leckageberechnung unverändert. Ein anderer Einflussfaktor ist die Oberflächeneigenschaft, die bei einer Betriebsspalthöhe im Mikrometerbereich nicht zu vernachlässigen ist.

Das mathematische Modell für die Leckageuntersuchung lässt sich auf das Gesetz von

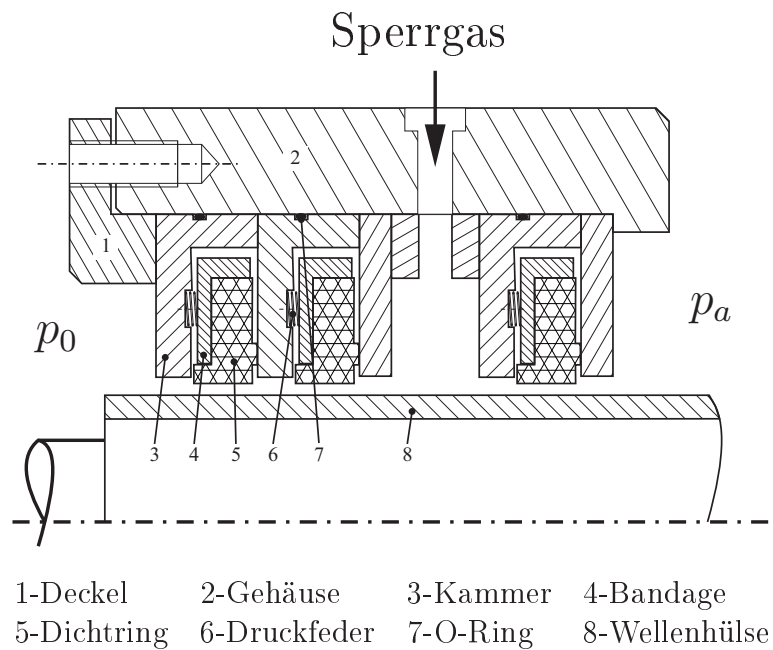


Abbildung 1.1: Grundbauform der Kohleschwimmringdichtung [4]

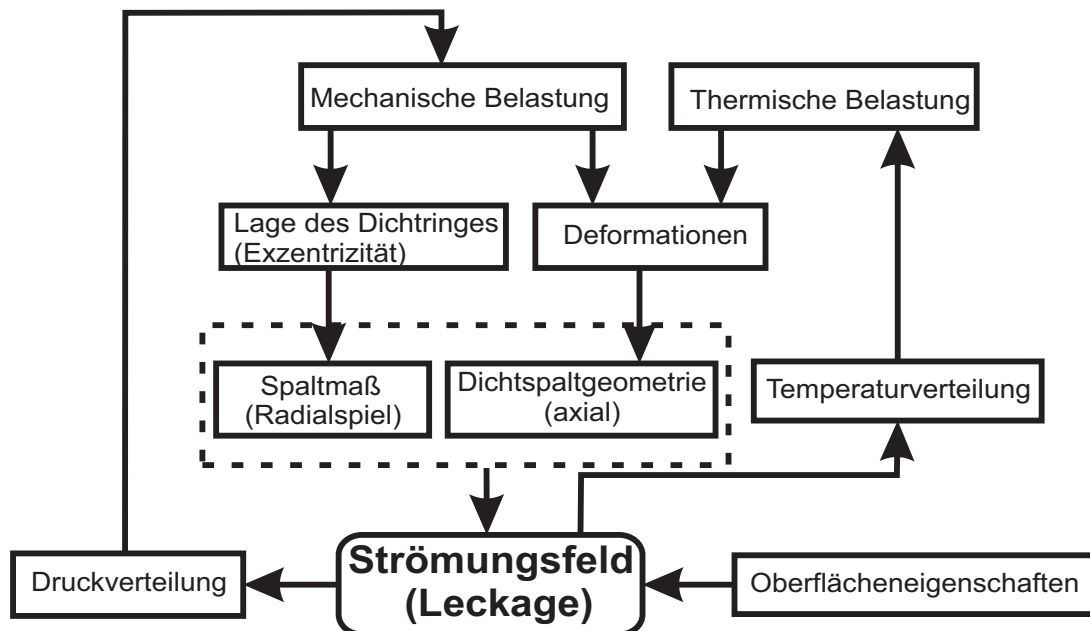


Abbildung 1.2: Zusammenfassung der Einflussparameter auf die Leckage

Hagen-Poiseuille zurückführen. Trutnovsky [6] fasste systematisch die theoretischen und experimentellen Untersuchungen für berührungsfreie Dichtungen zusammen. Anhand von Messdaten werden empirische Parameter für die Anpassung des analytischen Modells ermittelt. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, dass der Rechenaufwand des Berechnungsmodells mit heutiger Rechenkapazität vernachlässigbar ist. Ein Nachteil der Methode ist allerdings, dass die empirischen Parameter nur für die experimentell untersuchten Konfigurationen einsetzbar sind und die Modelle nicht prädiktiv sind. Um die dahinter stehenden Phänomene zu verstehen, sind zusätzliche Messsysteme und aufwändige Modifikationen der Prüfstände erforderlich. Damit sind hohe Kosten und ein großer Zeitaufwand verbunden. Des Weiteren ist die Genauigkeit der Messdaten von der Messtechnik abhängig. Diese Schwachpunkte beim Experiment können durch numerische Berechnungen genauer bewertet werden. Moderne numerische Methoden und die steigende Rechnerkapazität erlauben heute bereits Simulationen für vielfältige industrielle Anwendungen. Mit Hilfe der numerischen Untersuchung ist es möglich, weiterführende Informationen über die Dichtung zu erhalten. Das Rechenmodell kann abhängig von den zu betrachtenden Phänomenen gezielt vereinfacht werden. Im Bereich der Auslegung und Optimierung von Dichtungen nimmt die Bedeutung der numerischen Methoden zu. Grinnell [7] analysierte die kompressible Strömung im Spalt mit einer eindimensionalen (1D) Machzahlgleichung. Zuk et al. entwickelte diesen Ansatz für verschiedene Anwendungen weiter und untersuchte die Strömung in Gleitringdichtungen mit numerischen Methoden [8–11]. Hsing [12] verbesserte das Lösungsverfahren von Zuk, um eine stabile Lösung und schnellere Konvergenz zu erzielen. Die Ergebnisse zeigten gute Übereinstimmungen mit Messdaten.

Hirs [13, 14] entwickelte eine zweidimensionale (2D) Strömungstheorie zur Untersuchung des turbulenten Schmierfilms in Gleitlagern. Diese Theorie wird auch als Bulk-Strömungstheorie genannt. Dabei wurde die Geschwindigkeit in der spaltnormalen Richtung gemittelt. Des Weiteren wurde die Turbulenz anhand der Wandschubspannung modelliert. Diese Theorie ist aufgrund der Ähnlichkeit zwischen Gleitlager und Kohleschwimringdichtungen übertragbar. Eine ähnliche Methode dazu ist die Reynoldssche Schmiertheorie [15]. Sie wird hauptsächlich im Bereich Gleitlager eingesetzt. Allerdings wird die Trägheitskraft in der Reynoldsschen Schmiertheorie vernachlässigt. Da die Reynoldszahl in Gleitlagern meistens klein ist, trifft diese Annahme in vielen Anwendungsfällen zu. Für Gasdichtungen muss die Trägheitskraft wegen der hohen Reynoldszahl und der starken Kompressibilität berücksichtigt werden. Dafür ist die Bulk-Strömungstheorie besser geeignet als die Reynoldssche Schmiertheorie. Basierend auf der Gleichung von Hirs wurden zahlreichen Untersuchungen im Bereich Wellendichtung durchgeführt. Childs et al. [16–19] erweiterten die Theorie, um die fluid- und rotordynamischen Eigenschaften der verschiedenen Dichtungsarten zu untersuchen. Ha und Sprowl et al. [20, 21] verwendeten die Theorie, um die Eigenschaften eines bienenwabenförmigen Wellendichtung zu untersuchen. Eine wichtige Eigenschaft der Schwimringdichtung ist die Selbstzentrierung. Für einen exzentrisch liegenden und axial durchströmten Dichtring entsteht eine Querkraft, die der Exzentrizität entgegen wirkt. Sie wird nach Lomakin [22] als Lomakin-Kraft bezeichnet. Arghir et al. [23, 24] untersuchten diesen Effekt in einer Gasdichtung unter der Bedingung, dass die Strömung am Austritt die Schallgeschwindigkeit erreicht. Das Ergebnis zeigte eine resultierende Kraft in der Gegenrichtung. Dies führt zur Instabilität des Dichtsystems.

Mit steigender Rechenkapazität wurden in der letzten Zeit immer mehr Untersuchungen im kompletten dreidimensionalen (3D) Strömungsfeld durchgeführt. Abhängig vom Betriebsmedium und -zustand werden sowohl die 3D Navier-Stokes Gleichungen als auch die Energiegleichung berücksichtigt. Rhode et al. [25, 26] verwendeten einen 3D Navier-Stokes Code, um den Einfluss der Labyrinthgeometrie auf die Rotordynamik und Leakage zu analysieren. Da sich die Geometrie in Wellendichtungen meistens in Umfangsrichtung wiederholt, entwickelte Chochua [27] ein numerisches Modell mit periodischen Randbedingungen für turbulente, kompressible Strömungen, um den Rechenaufwand zu reduzieren. Choi et al. [28] untersuchten den Einfluss der Schwimmringdichtungen auf die gesamte Pumpenleistung. Li [29] analysierte verschiedene Einflussparameter auf die Leakage und Rotordynamik von Kammerdichtungen. Eine 3D-Simulation wurde eingesetzt, um den Einfluss der 3D Spaltgeometrie zu untersuchen. Sie ist in der Lage, detaillierte Information über die gesamte Ringspaltströmung zu geben. Allerdings ist immer ein erhöhter Rechenaufwand damit verbunden. Daher ist es wichtig, abhängig vom Anwendungsbedarf ein passendes Modell auszuwählen. Oft wurden in vereinfachten Modellen Parameter eingesetzt, die mit Hilfe der 3D Simulation berechnet worden sind. Moore [30] verglich die 3D-Simulation und 2D Bulk-Strömungstheorie für die rotordynamische Analyse in Labyrinthdichtungen. Die Ergebnisse zeigten, dass die 3D-Simulation eindeutig mehr Rechenaufwand benötigt, aber dafür das rotordynamische Verhalten des Dichtsystems besser simulieren kann. Frêne [31] modifizierte die klassische Schmierfilmtheorie mit zusätzlichen Beiwerten, die aus der 3D-Simulation ermittelt wurden. Analog zu dieser Vorgehensweise wird in dieser Arbeit die 3D-Simulation verwendet, um die physikalischen Phänomene im Schwimmringdichtsystem detailliert analysieren zu können. Anhand dieser Ergebnisse werden vereinfachte Modelle entwickelt, die die wichtigen Effekte wiedergeben können, um eine genaue Leakage im Betriebszustand schnell zu ermitteln.

In der Literatur werden im Bereich der berührungsfreien Wellendichtungen Fluid und Struktur meist getrennt betrachtet. Childs [32] untersuchte deren Wechselwirkung (FSI) in Abhängigkeit der Rotordynamik. Die Strömungskraft wird in die Bewegungsgleichungen eingesetzt, um die Systemkonstante zu bestimmen. Allerdings wird dabei keine Rückwirkung der Struktur auf die Strömung berücksichtigt. Eine ähnliche Vorgehensweise wird in [33–35] angewendet. Du [36] betrachtete erstmals das vollständig gekoppelte Strömungs- und Strukturfeld in einer Labyrinthdichtung. Das kommerzielle Softwarepaket ANSYS mit einem bidirektionalen Lösungsansatz wurde verwendet. Dabei wurden FSI-Simulationen durchgeführt, um den Einfluss der Zentrifugalkraft und der Wärmeübertragung zu untersuchen. Diese Arbeit erweiterte das Verständnis der physikalischen Phänomene in Labyrinthdichtungen. Es wurde gezeigt, dass das vollständig gekoppelte Modell das Dichtungsverhalten realistisch wiedergibt. Um die FSI-Effekte in Kohleschwimmringdichtungen zu verstehen und ein Leakageberechnungsmodell zu entwickeln, wird in der vorliegenden Arbeit ebenfalls eine vollständig gekoppelte FSI-Simulation für das Dichtsystem durchgeführt. Im Vergleich zu Labyrinth- oder Gleitringdichtungen haben Kohleschwimmringdichtungen eine einfachere Geometrie und sind deutlich robuster im Betrieb. Allerdings ist das Verhalten von Kohleschwimmringdichtungen deutlich weniger erforscht als von Labyrinth- und Gleitringdichtungen. Veröffentlichungen, die sich spezifisch auf Kohleschwimmringdichtungen beziehen, sind daher kaum vorhanden.

Bei numerischen Simulationen für die FSI handelt es sich um ein Mehrfeldproblem, in dem die numerische Strömungsmechanik (CFD) und Strukturmechanik (CSM) zusammenwirken. Abhängig davon, wie stark sich die beiden Felder einander beeinflussen, kann die Kopplung im Prinzip monolithisch oder partitioniert realisiert werden. Bei einer monolithischen Kopplung wird das gesamte Fluid- und Struktur-Gleichungssystem mit einem einheitlichen Modellierungsansatz numerisch gelöst. Für die direkte Berücksichtigung der Wechselwirkung muss dabei ein zusätzlicher Gleichungslöser programmiert werden. In Gegensatz dazu können die Gleichungssysteme beim partitionierten Lösungsverfahren getrennt modelliert und numerisch gelöst werden. Die abhängigen Kenngrößen auf den Grenzflächen werden von beiden Feldern separat ermittelt und als Kopplungsrandbedingungen ausgetauscht. Somit wird die Wechselwirkung erfasst. Auf diese Art und Weise lassen sich effiziente CFD sowie CSM Softwarepakete durch eine Schnittstelle für die FSI Simulation direkt verwenden. Die Weiterentwicklung der Modellierungsmethoden und Lösungsverfahren für die Teilgebiete müssen nicht aufeinander abgestimmt werden. Der Ansatz ist daher ein großer Fortschritt im Vergleich zu dem monolithischen Kopplungsansatz. Aus diesem Grund wird die Methode für die meisten Untersuchungen im Bereich der numerischen FSI eingesetzt. Ein Nachteil ist, dass die Methode weniger robust im Gegensatz zum monolithischen Verfahren ist [37]. Mok [38] fasste die Vor- und Nachteile der beiden Verfahren zusammen. Er untersuchte verschiedene partitionierte Lösungsansätze um möglichst robuste, effiziente und zuverlässige partitionierte Kopplungsalgorithmen zu entwickeln. Die partitionierten Lösungsansätze können weiter als unidirektional und bidirektional unterteilt werden. In unidirektionalen Ansätzen werden die abhängigen Kenngrößen nur in eine Richtung übertragen und in bidirektionalen Ansätzen in beiden Richtungen. Der unidirektionale Lösungsansatz ist nur für sehr schwache Kopplungen geeignet, zum Beispiel bei thermischen Effekten auf die Struktur. Benra [39] verglich die beiden Ansätze für verschiedene Testfälle und stellte fest, dass die unidirektionale Kopplung nur in manchen Fällen eine plausible Lösung für bestimmte Kenngröße liefern kann. Bei einer einmaligen bidirektionalen Datenübertragung pro Zeitschritt spricht man von einer expliziten Methode. Bei einer impliziten Methode werden innerhalb eines Zeitschrittes die Daten solange gegenseitig ausgetauscht, bis Konvergenz erreicht wird.

Es ist üblich, dass die Lagrangesche Betrachtungsweise in der Strukturmechanik und die Eulersche Betrachtungsweise in der Strömungsmechanik verwendet wird. Die Verformung der Struktur führt zu einer Änderung des Strömungsgebietes und erfordert eine Rechengitterdeformation. Anderes als in der Lagrangeschen Betrachtungsweise basiert die Formulierung für CFD auf einem fixierten Ort. Um die Gitterbewegung berücksichtigen zu können, wird statt der Eulerschen die Arbitrary-Lagrangian-Eulerian (ALE) Betrachtungsweise verwendet [40–43]. Eine weitere Herausforderung ist die Bestimmung der Gitterbewegung innerhalb des Strömungsgebietes während der Simulation. Eine weit verbreitete Methode dafür ist die Federanalogie, entwickelt von Blom [44]. In dieser Methode wird die Verbindung zwischen Gitterknoten wie eine Feder behandelt und an der Änderung des Strömungsgebietes angepasst. Die Gitterbewegung wird oft in einer Laplace-Gleichung formuliert [45, 46]. Jasak et al. [47] fassten verschiedene Lösungsansätze für die Gitterbewegung zusammen und stellten eine Methode für unstrukturierte Gitter vor, die in den Open Source Code OpenFOAM implementiert wurde. Pei [48] analysiert die

strömungsinduzierte Laufradoszillation in einer Einflügelpumpe. Zhang [49] untersuchte eine Zentrifugalpumpe mit Berücksichtigung der FSI, um das Vibrationsverhalten zu optimieren. Brandt [50] verwendete die gleiche Vorgehensweise für die Untersuchung der FSI-Wirkung bei einem Störfall durch Kühlmittelverlust in der Kerntechnik. Im Bereich der Gasschwimringdichtungen ist diese Wechselwirkung bisher noch nicht betrachtet worden. Die Veröffentlichungen über Schwimringdichtungen wurde meistens auf den Dichtring selbst fokussiert. In der vorliegenden Arbeit wird erstmals der Einfluss von FSI auf das komplette Dichtsystem zusammen betrachtet.

Anders als die Labyrinthdichtung hat die Kohleschwimringdichtung eine komplexere mechanische Struktur. Wie in Abbildung 1.1 gezeigt, ist die Erstellung des Rechenmodells mit mehreren Kontaktflächen und Passungen verbunden. Außerdem enthält das Strömungsfeld einen Geometriesprung vom Dichtringspalt im Mikrometerbereich zur Kammer mit mehreren Millimetern. Abhängig von der Druckdifferenz kann die Gasströmung nach dem Spaltaustritt durch Expansion Überschallgeschwindigkeit erreichen. Der große Gradient fordert eine hohe Netzauflösung im Spalt selbst und stromabwärts. Das feine Netz im engen Spalt ist empfindlich für eine Gitterdeformation wegen Änderung des Strömungsgebietes. Die Netzanpassung des Strömungsgebietes bleibt eine Herausforderung bei den vollständig gekoppelten FSI-Simulationen.

Ein anderer wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit ist die Untersuchung der Oberflächeneigenschaften auf die Spaltströmung. Lebeck [51] kategorisierte die Oberflächeneigenschaften in einer Gleitringdichtung bezüglich der Oberflächenrauheit und Formfehlern. Abbildung 1.3 stellt die beiden Strukturen schematisch dar. Die beiden Kategorien

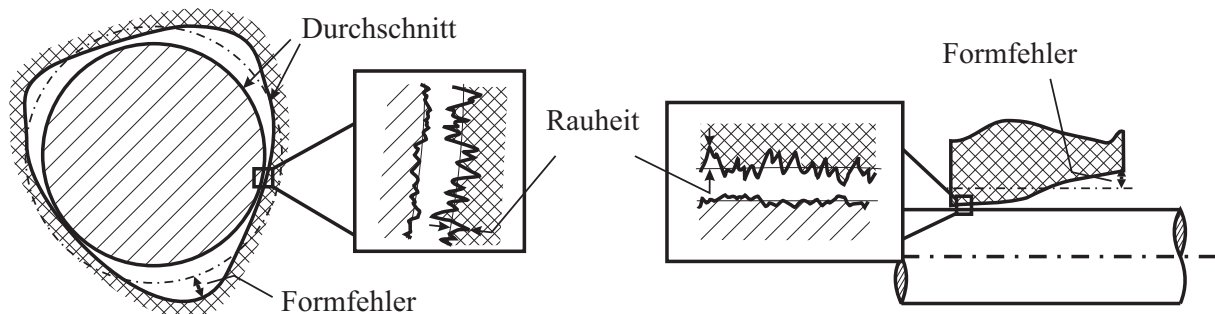


Abbildung 1.3: Klassifizierung von Formfehler und Oberflächenrauigkeit in Gleitringdichtungen nach Lebeck [51]

repräsentieren die mikroskopische und makroskopische Oberflächenstruktur. Die Mikro-Oberflächentexturierung kann die natürliche Rauheit der Oberflächen sein oder eine künstlich gefertigte Oberflächenstruktur. Es hat sich erwiesen, dass sie einen starken Einfluss auf das Schmierverhalten hat [52–56]. Diese Effekte wurden für Gasdichtungen ebenfalls untersucht [57–59]. Abhängig vom Schwerpunkt der Untersuchung kann die Mikro-Oberflächentexturierung durch empirische Parameter modelliert oder durch Variation der Spalthöhe direkt nachgebildet werden. Patir und Cheng [60] definierten den Flussfaktoren, um den Einfluss der Rauheit auf die tribologischen Eigenschaften zu modellieren. Das Modell basiert auf der Reynoldsschen Schmiertheorie und ist in heutigen Untersuchungen weit verbreitet. Außerdem werden Oberflächenstrukturen gezielt eingestellt, um die

Dichtungseigenschaften zu verbessern. Es werden beispielsweise bienenwabenförmige oder kleine Löcher auf den Dichtring eingebracht. Darüber wurden zahlreiche Ergebnisse von Childs und seiner Gruppe veröffentlicht [19, 33, 61–63]. Die Wirkung der Oberflächenstruktur auf die Reibung wurde durch Beiwerte modelliert. Die Bulk-Strömungstheorie nach Hirs [13] wird wegen ihrer Fähigkeit zur Strömungsmodellierung und ihrer Umsetzbarkeit in Programmiersprachen am meisten verwendet. In der Arbeit von Chochua [27] wurde ein Bienenwabendichtring bezüglich Thermodynamik und Strömungsmechanik für niedrige Machzahlen untersucht. Dabei wurden vor allem rotordynamische Effekte berücksichtigt. Neben dem Einfluss von Oberflächeneigenschaften auf die Druckverteilung im Dichtringspalt wird in dieser Arbeit der Einfluss auf die Leckage ebenfalls systematisch untersucht.

1.3 Ziele und Überblick der Arbeit

Diese Arbeit dient dazu, die Einflussfaktoren der Leckage in einem Kohleschwimmdichtsystem zu untersuchen und zu quantifizieren. Dabei wird ein vereinfachtes Modell entwickelt, das die Leckage mit hoher Genauigkeit wiedergeben kann. Der Aufbau der Arbeit wird im Folgenden erläutert.

In Kapitel 2 werden die in dieser Arbeit verwendeten theoretischen Grundlagen zusammengestellt. Die eingesetzten Formulierungen für die Strömungssimulation und die numerischen Methoden werden beschrieben. Außerdem wird der Lösungsansatz für die numerische FSI-Simulation in ANSYS Workbench kurz dargestellt.

In Kapitel 3 wird anhand einer Spaltströmung das Rechenmodell verifiziert und validiert. Der Einfluss des Eintrittsverlustes wird diskutiert. Ein Vergleich der Leckage mit den Messungen zeigt zunächst noch mangelhafte Ergebnisse. Dies deutet darauf hin, dass eine alleinige Betrachtung der Strömung für die genaue Vorhersage der Leckage im Betrieb nicht ausreichend ist.

In Kapitel 4 wird der Einfluss der Oberflächenstruktur untersucht. Die Strömungen in einem Dichtspalt mit verschiedenen Oberflächenstrukturen werden untersucht, um die Auswirkung auf die Leckage zu quantifizieren.

In Kapitel 5 wird der FSI-Effekt untersucht. Anhand der Ergebnisse aus den bidirektionalen Simulationen mit ANSYS wird ein reduziertes Modell entwickelt, das mit einem deutlich weniger Rechenaufwand eine gute Übereinstimmung mit der gemessenen Leckage liefert.

Kapitel 6 enthält weitere Einflussparameter bezüglich des Betriebszustands. Das Rechenmodell wird auf ein Dichtsystem mit mehreren Dichtringen erweitert und mit Messergebnissen validiert.

In Kapitel 7 wird die Arbeit zusammengefasst und ein kurzer Ausblick gegeben.

2 Theoretische Grundlagen und Modellierung

In diesem Kapitel werden die Theorien zur Berechnung der Leckage zusammengefasst. Dazu gehören die physikalische Modellierung der Strömung, die Strukturmechanik und die Theorie für die Fluid-Struktur Interaktion. Die angewendete Lösungsmethoden werden anschließend erläutert.

2.1 Grundlage der Strömungsmechanik in Kohleschwimmringdichtungen

Das zu betrachtende Strömungsgebiet in Kohleschwimmringdichtungen umfasst Längsskalen von Mikrometer bis Millimeter. Um die Strömung in einem Dichtspalt und das gesamte Dichtsystem mit verschiedenen Längsskalen zu untersuchen, werden numerische Berechnungen eingesetzt. Die verwendeten Berechnungsmodelle basieren auf Erhaltungsprinzipien für Masse, Impuls und Energie. Für verschiedene Aspekte werden entsprechende Vereinfachungen vorgenommen. Sie werden in diesem Abschnitt ausführlich vorgestellt.

2.1.1 Allgemeines Modell für die kompressible Strömung

In der Strömungsmechanik ist eine ortsfeste Betrachtung, die Eulersche Betrachtung, zu bevorzugen. Die Strömung in einem ortsfestes Kontrollvolumen erfüllt die Erhaltungsprinzipien für Masse, Impuls und Energie und kann durch ein partielles Differentialgleichungssystem beschrieben werden. Dafür gilt die folgende Integralform für das Kontrollvolumen V und die dazugehörige Randfläche S .

Kontinuitätsgleichung:

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.1)$$

Impulssatz:

$$\int_V \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS = \int_V \rho \mathbf{k} dV + \int_S \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.2)$$

Energiebilanz:

$$\frac{d}{dt} \int_V \left[\frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} + e \right] \rho dV = \int_V \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} dV + \int_S \mathbf{u} \cdot (\mathbf{T} \cdot \mathbf{n}) dS - \int_S \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.3)$$

Der Spannungstensor \mathbf{T} enthält die Materialeigenschaften des Fluids. Ein technisch wichtiges Fluid ist das Newtonsche Fluid, bei dem die Scherspannung linear proportional zur Schergeschwindigkeit ist. Unter Berücksichtigung der Stokesschen Hypothese hat der Spannungstensor die folgende Form

$$\mathbf{T} = -(p + \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} + \mu [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^\top] \quad (2.4)$$

Darin ist μ die dynamische Viskosität und \mathbf{I} der Einheitstensor. Die meisten Fluide im Maschinenbau lassen sich damit beschreiben. Auch für die in dieser Arbeit betrachteten Betriebsmedien ist diese Annahme zulässig. Der Impulssatz für ein Newtonsches Fluid ist bekannt als Navier-Stokes Gleichung. Ein weiterer vom Material abhängiger Term ist der Wärmestromvektor \mathbf{q} , der sich meistens nach dem Fouriersches Gesetz bestimmen lässt. Für isotrope Materialien gilt

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T \quad (2.5)$$

Der Wärmestromvektor ist linear proportional zum Temperaturgradient. Der Faktor λ bezeichnet die Wärmeleitfähigkeit und kann experimentell bestimmt werden. Wie der Spannungstensor gibt dieser lineare Zusammenhang das reale Materialverhalten von vielen Fluiden gut wieder.

Oft wird die Energiegleichung in der Form der spezifischen totalen Enthalpie formuliert. Die Gleichung 2.3 lässt sich mit der Definition der statischen Enthalpie

$$h = e + \frac{p}{\rho} \quad (2.6)$$

und der totalen Enthalpie

$$h_{tot} = h + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} \quad (2.7)$$

umformulieren zu

$$\int_V \frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} dV - \int_V \frac{\partial p}{\partial t} dV + \int_S \rho h_{tot} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS = \int_V \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} dV + \int_V \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\tau}) dV - \int_S \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.8)$$

Um das Gleichungssystem zu schließen, sind zusätzlich die thermische und die kalorische Zustandsgleichung erforderlich. Die Zustandsgleichung beschreibt einen Zusammenhang zwischen Druck, Dichte und Temperatur. Für ideale Gase gilt

$$p = \rho R T \quad (2.9)$$

Die kalorische Zustandsgleichung ausgedrückt durch statische und Gesamtenthalpie lautet

$$dh = C_p(T) dT \quad \text{bzw.} \quad dh_{tot} = C_p(T) dT_{tot} \quad (2.10)$$

Die Erhaltungsgleichungen bilden ein komplexes partielles Differentialgleichungssystem. Eine ausführliche Herleitung findet man in zahlreichen Literaturstellen [43, 64–66]. Es ist im allgemeinen Fall nur mit numerischen Methoden lösbar. Das entsprechende Fachgebiet ist bekannt als numerische Strömungsmechanik (im Englischen Computational Fluid Dynamics - CFD).

Das Gleichungssystem gilt sowohl für laminare als auch für turbulente Strömungen. Eine turbulente Strömung enthält Fluktuationen in Raum und Zeit und ist daher viel komplexer. Da sich die meisten Strömungen in Ingenieur Anwendungen im turbulenten Bereich befinden, ist eine Behandlung mit realisierbarem Rechenaufwand erforderlich. Es gibt hauptsächlich drei Klassen von Turbulenzmodellen in der CFD: *Direct Numerical Simulation* (DNS), *Large Eddy Simulation* (LES) und *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS) mit abnehmendem Rechenaufwand. Der Ansatz DNS wird wegen des extrem hohen Rechenaufwandes meistens in der Grundlagenforschung für Strömungen mit kleiner Reynoldszahl eingesetzt. Da die Anzahl von Gitterpunkten exponentiell mit der Reynoldszahl zunimmt, ist diese Methode zurzeit für allgemeine Strömungen in Industrieanwendungen nicht anwendbar [43]. Das LES-Verfahren modelliert die kleineren Turbulenzstrukturen mit einer mathematischen Filterung und löst die größeren Strukturen räumlich und zeitlich auf. Aufgrund der erforderlichen hohen Auflösung in der Grenzschicht ist die Simulation einer komplexen Geometrie mit derzeitiger Rechnerkapazität nicht möglich [67]. Die beiden Ansätze kommen in der vorliegenden Arbeit nicht in Frage und werden deswegen nicht weiter diskutiert.

Die in vielen technischen Problemstellungen verwendete und am meisten verbreitete Methode ist der RANS-Ansatz. Die Grundidee der RANS ist die Aufteilung der Strömungsgrößen in einen zeitlichen Mittelwert und einen Schwankungswert. Für eine beliebige Variable ϕ gilt

$$\phi(x, t) = \bar{\phi}(x) + \phi'(x, t) \quad \text{mit} \quad \bar{\phi}(x) = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi(x, t) dt \quad \text{und} \quad \bar{\phi'} = 0 \quad (2.11)$$

Diese Aufteilung wird als Reynoldsmittlung bezeichnet. Für eine kompressible Strömung wird der Einfluss der Dichteschwankung mit einer weiteren Favremittlung berücksichtigt. Ein beliebige Variable ϕ lässt sich mit der Favremittlung ebenfalls mit einem Mittelwert und einem Schwankungswert darstellen

$$\phi(x, t) = \tilde{\phi}(x) + \phi''(x, t) \quad (2.12)$$

Um sich von der Reynoldsmittlung zu unterscheiden, wird hier die Notation $\tilde{}$ für den Mittelwert und $''$ für den Schwankungswert verwendet. Außer einer zeitlichen Mittlung wird der Mittelwert $\tilde{\phi}$ dichtegewichtet und in folgender Weise berechnet

$$\tilde{\phi} = \frac{\int_t^{t+\Delta t} \rho(x, t) \phi(x, t) dt}{\int_t^{t+\Delta t} \rho(x, t) dt} = \frac{\overline{\rho(x, t) \phi(x, t)}}{\bar{\rho}} \quad (2.13)$$

Mit dieser Definition gilt $\rho \tilde{\phi}'' = 0$ aber $\tilde{\phi}'' \neq 0$. Allerdings ist der Einfluss von Dichteschwankungen für Strömungen bis $M < 5$ gering [68, 69]. Für die Spaltströmung in

Kohleschwimmringdichtungen erreicht die Geschwindigkeit am Spaltaustritt maximal die Schallgeschwindigkeit. Der Einfluss der Dichteschwankung ist in diesen Fall nicht relevant. Daher wird die Reynoldsmittlung für die weitere Vorstellung des Turbulenzmodells verwendet.

Nach der Durchführung der Reynoldsmittlung für \mathbf{u} , p und T in den Gleichungen 2.1 bis 2.3 erhält man die Reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS-Gleichungen) für die Erhaltungsprinzipien. In den linearen Termen können die Variablen durch ihre Mittelwerte ersetzt werden. Daher hat die Kontinuitätsgleichung die gleiche Form wie Gleichung 2.1. Aus den nichtlinearen Termen resultieren Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen $\overline{\rho \mathbf{u}' \phi'}$, die berechnet werden müssen. Für eine beliebige Skalargröße (z. B. statische Enthalpie h) wird dieser Term turbulenter Skalarfluss genannt. Wird ϕ durch \mathbf{u} ersetzt, ist $\overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'}$ in der Literatur als Reynoldsspannungen bezeichnet. Gleichungen 2.14 und 2.15 stellen die zeitlich gemittelte Impuls- und Energiegleichung dar.

$$\int_V \frac{\partial(\rho \bar{\mathbf{u}})}{\partial t} dV + \int_S \rho \bar{\mathbf{u}} (\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}) dS = \int_V \rho \mathbf{k} dV + \int_S (\bar{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{n} - \overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'}) dS \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \int_V \frac{\partial \rho \bar{h}_{tot}}{\partial t} dV - \int_V \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} dV + \int_S \rho \bar{h}_{tot} (\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}) dS = \\ \int_V \rho \bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{k} dV + \int_V \nabla \cdot [\bar{\mathbf{u}} \cdot (\bar{\boldsymbol{\tau}} - \overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'})] dV + \int_S (\lambda \nabla \bar{T} - \overline{\rho \mathbf{u}' h'}) dS \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die Turbulenz in der Strömung wird durch Modellierung der Reynoldsspannung berücksichtigt. Eine gute Übersicht zu verschiedenen Turbulenzmodellen wird von Wilcox [70] zusammengefasst. In vielen Ansätzen wird der turbulente Transport durch zusätzliche Gleichungen mit der turbulenten Viskosität modelliert. Es wird angenommen, dass die Reynoldsspannungen wie die Schubspannungen bestimmt werden können. Analog zur Gleichung 2.4 werden die Reynoldsspannungen mit der turbulenten Viskosität μ_t wie folgt formuliert.

$$-\overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'} = -\frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} + \mu_t [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^\top] \quad (2.16)$$

$k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'}$ ist die turbulente kinetische Energie. Weiterhin verwendet man eine Hypothese der Wirbeldiffusivität für den turbulenten Skalarfluss.

$$-\overline{\rho \mathbf{u}' \phi'} = \Gamma_t \nabla \bar{\phi} \quad (2.17)$$

Γ_t steht für die turbulente Diffusivität, die von μ_t / Pr_t mit der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t bestimmt wird.

Durch diese Formulierung wird eine zusätzliche Unbekannte μ_t in den RANS-Gleichungen hinzugefügt. Um das Gleichungssystem zu schließen, ist eine Modellierung von μ_t erforderlich. Anhand einer Dimensionsanalyse ist zu erkennen, dass μ_t proportional zu einer

Geschwindigkeit und einer Längengröße ist. Daher kann die turbulente Viskosität durch eine turbulente Geschwindigkeit und eine Längengröße modelliert werden. Eine klassische Methode ist die Abschätzung der turbulenten Geschwindigkeit aus der turbulenten kinetischen Energie k und der Längengröße aus der turbulenten Dissipation ε oder dem inversen Zeitmaß ω (auch turbulente Wirbelgeschwindigkeit genannt). Transportgleichungen werden jeweils für k und ε oder ω eingesetzt. Turbulenzmodelle dieser Art werden als Zweigleichungsmodell bezeichnet. Zwei bekannte Ansätze sind das $k - \varepsilon$ Modell [71] und $k - \omega$ Modell [70]. Die turbulente Viskosität wird nach Gleichung 2.18 aus (k, ε) oder (k, ω) berechnet.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (2.18)$$

Daraus ergibt sich ebenfalls der Zusammenhang zwischen ε und ω

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \quad (2.19)$$

Es ist bekannt, dass das $k - \omega$ Modell grundsätzlich die komplette Grenzschicht genauer auflösen kann als das $k - \varepsilon$ Modell. Im Gegensatz dazu zeigt das $k - \omega$ Modell außerhalb der Grenzschicht eine starke Abhängigkeit von der Randbedingung für ω im Fernfeld. Aus diesem Grund wurde das auf der $k - \omega$ Formulierung basierende SST (*Shear Stress Transport*) $k - \omega$ Modell von Menter [72, 73] entwickelt. Es wird in den Standard ω Transportgleichung eine Gewichtsfunktion F_1 für ε eingesetzt, um die Vorteile vom $k - \varepsilon$ Modell und dem $k - \omega$ Modell zu kombinieren. Es ist das Standard-Turbulenzmodell in ANSYS CFX und wird bei den 3D-Simulationen in dieser Arbeit verwendet.

Aufgrund der sehr dünnen Grenzschicht in einer turbulenten Strömung ist deren räumlichen Auflösung in diesem Bereich mit einem hohen Rechenaufwand verbunden. Daher wird die Grenzschichtströmung im RANS Modell mit einer sogenannten Wandfunktion modelliert. Zu betrachten ist die Geschwindigkeit als eine dimensionslose Größe u^+ . Sie wird definiert durch

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad \text{mit} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.20)$$

u_τ entspricht einem Geschwindigkeitsmaß und wird als Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezeichnet. Anhand u_τ wird der dimensionslose Wandabstand y^+ analog zur Reynoldszahl definiert

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (2.21)$$

Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die gesamte turbulente Grenzschicht kann in eine viskose Unterschicht in der Wandnähe ($y^+ \leq 5$), eine logarithmische Schicht fern von der Wand ($y^+ \geq 30$) und eine Übergangsschicht dazwischen ($5 < y^+ < 30$) unterteilt werden. Die dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile in der viskosen Unterschicht und logarithmischen Schicht lassen sich mit den folgenden Funktionen gut beschreiben

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad \text{Logarithmische Schicht} \quad (2.22)$$

$$u^+ = y^+ \quad \text{Viskose Unterschicht} \quad (2.23)$$

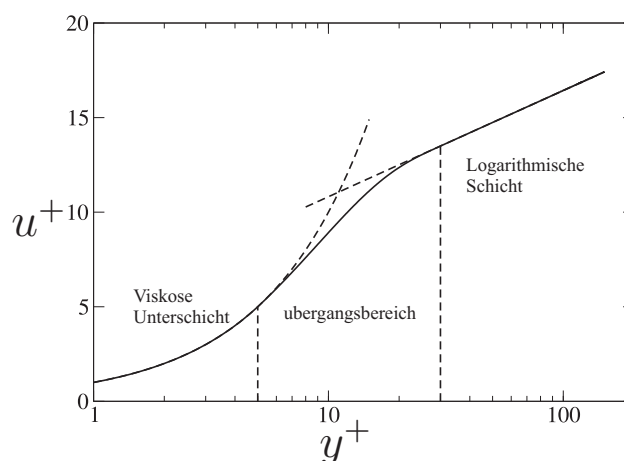


Abbildung 2.1: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofil in turbulenter Grenzschicht

$\kappa = 0,41$ ist eine nach *Von Kármán* benannte Konstante. Die Konstante B wird empirisch bestimmt und ist von der Dicke der viskosen Unterschicht abhängig.

In ANSYS CFX ist eine automatische Wandbehandlung für die ω basierten Turbulenzmodelle implementiert. Die Gitterauflösung nahe der Wand lässt sich mit dem dimensionslosen Wandabstand y^+ überprüfen. Damit wird die Wandbehandlung für die logarithmische Schicht und die viskose Unterschicht abhängig vom Wandabstand automatisch angepasst. Eine ausreichende Gitterauflösung ist trotzdem erforderlich. ANSYS [65] empfiehlt für akzeptable Ergebnisse mit ihrem Softwarepaket einen Abstand von $y^+ \leq 200$ für den ersten Gitterknoten einzuhalten. Allerdings ist $y^+ = 1$ erforderlich, um eine hohe Genauigkeit zu erreichen. Lucius [74] untersuchte den Einfluss von y^+ für eine Kanalströmung. Die Ergebnisse zeigen sowohl in der logarithmischen Schicht als auch in der viskosen Unterschicht eine geringe Abhängigkeit vom Wandabstand. Eine vergleichbar große Abweichung tritt im Übergangsbereich um $y^+ = 10$ auf. Mit diesen Erkenntnissen wird die Gitterauflösung in dieser Arbeit so eingestellt, dass der Wert von y^+ weit unter 10 liegt.

2.1.2 Zweidimensionales Modell im Kreistringspalt

Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, ist die Fluktuation in einer turbulenten Strömung raum- und zeitabhängig. Um den Rechenaufwand an die technische Anwendung anzupassen, wird oft nur der zeitliche Mittelwert aufgelöst. Dies ist die Grundidee der RANS-Methode. Weiterhin hat eine turbulente Strömung die Charakteristik, dass die Viskosität des Fluids fast nur eine direkte Wirkung in der Grenzschicht hat. Daraus folgt die Annahme für die Strömung ohne Rezirkulationen, dass ein Gradient der Temperatur und der Geschwindigkeit in der Querrichtung nur in der dünnen Grenzschicht existiert. Außerhalb der Grenzschicht ist der Impulsaustausch durch die turbulente Mischbewegung dominant. Diese Erkenntnis bietet eine weitere Vereinfachung der RANS-Methode zur Beschreibung der turbulenten Strömung in einem dünnen Schmierfilm. Daraus entwickelte Hirs [13] eine 2D-Strömungstheorie, in der die Viskositätswirkung durch eine Wandschubspannung beschrieben wird. Es wurden verschiedene Modelle anhand dieser Theorie entwickelt, um die Performance von ringförmigen axialen Dichtungsspalten zu

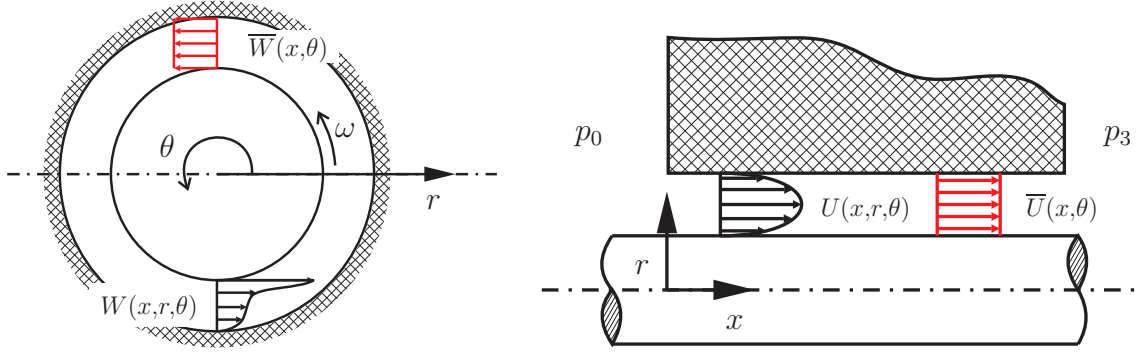


Abbildung 2.2: Skizze der Geschwindigkeitsprofil in der Bulk-Strömungstheorie nach [13]

untersuchen. Zu betrachten ist ein Kreisringspalt in Abbildung 2.2. Es werden folgende Annahmen im Modell getroffen:

- Die Geschwindigkeit in radialer Richtung ist vernachlässigbar.
- Der Gradient der Geschwindigkeit und Temperatur in radialer Richtung wird nicht berücksichtigt. Man betrachtet den Mittelwert

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta r} \int_{r_R}^{r_S} \phi dr$$

- Die Wandschubspannung lässt sich in Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit und des Widerstandsbeiwerts beschreiben.

Die Indizes $_R$ und $_S$ bezeichnen Rotor und Stator. Die Spalthöhe ist gleich $\Delta r = r_R - r_S$ und wird für eine einheitliche Darstellung mit der Spalthöhe h bezeichnet. Außerdem wird die Strömung in dieser Arbeit wegen des stabilen Betriebszustands als stationär betrachtet. Mit diesen Vereinfachungen folgen aus den Gleichungen 2.1 bis 2.3 in Zylinderkoordinaten

$$\frac{\partial(\rho h \bar{U})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho h \bar{W})}{R \partial \theta} = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial(\rho h \bar{U} \bar{U})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho h \bar{W} \bar{U})}{R \partial \theta} = -h \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_w^x}{\partial x} \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial(\rho h \bar{U} \bar{W})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho h \bar{W} \bar{W})}{R \partial \theta} = -h \frac{\partial p}{R \partial \theta} + \frac{\partial \tau_w^\theta}{\partial R \partial \theta} \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} c_p \frac{\partial(\rho h \bar{U} \bar{T})}{\partial x} + c_p \frac{\partial(\rho h \bar{W} \bar{T})}{R \partial \theta} = & Q_{SR} + h \left(\bar{U} \frac{\partial p}{\partial x} + \bar{W} \frac{\partial p}{R \partial \theta} \right) \\ & + \left(R \omega \frac{\partial \tau_w^{R\theta}}{\partial x} - \bar{U} \frac{\partial \tau_w^x}{\partial x} - \bar{W} \frac{\partial \tau_w^\theta}{\partial R \partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

Darin ist Q_{SR} der Wärmefluss zum Strömungsgebiet. τ_w^x und τ_w^θ sind die Wandschubspannung in der axialen und der Umfangsrichtung. Für eine Schlepp- und/oder Druckströmung wurde empirisch bestätigt, dass ein Zusammenhang zwischen der Wandschubspannung

und der mittleren Geschwindigkeit existiert. Dieser Zusammenhang für die Druckströmung in einer Rohrleitung ist als Moody-Diagramm bekannt. Für eine in Abbildung 2.2 dargestellte Spaltströmung mit einem Stator und einem Rotor erweiterten Hirs [13] und Launder et al. [75] diese Formulierung zu

$$\tau_w^x = \frac{1}{2} \rho \overline{U} (f_S V_S + f_R V_R) \quad (2.28)$$

$$\tau_w^\theta = \frac{1}{2} \rho (f_S \overline{W} V_S + f_R V_R (\overline{W} - R\omega)) \quad (2.29)$$

$$\tau_w^{R\theta} = \frac{h}{2} \frac{\partial p}{R \partial \theta} + \frac{1}{4} \rho [f_S V_S \overline{W} - f_R V_R (\overline{W} - R\omega)] \quad (2.30)$$

mit der mittleren Geschwindigkeit relativ zum Stator V_S und Rotor V_R

$$V_S = \sqrt{\overline{U}^2 + \overline{W}^2}, \quad V_R = \sqrt{\overline{U}^2 + (\overline{W} - R\omega)^2} \quad (2.31)$$

Darin bezeichnet f den von der Wandrauheit abhängigen Reibungsbeiwert. Es ergibt sich ebenfalls ein partielles Differentialgleichungssystem, das nur mit Hilfe numerischer Methoden gelöst werden kann. Um das Gleichungssystem schließen zu können, werden hier die gleichen thermischen und kalorischen Zustandsbedingungen wie in den Gleichungen 2.9 und 2.10 verwendet. Das Gleichungssystem wird mit der Finite-Volumen-Methode gelöst. Das Lösungsverfahren wird mit dem Programm Matlab realisiert. Die genaue Vorgehensweise wird im nächsten Abschnitt dargestellt.

Ein anderes bekanntes 2D Modell für einen Kreisingerspalt ist die hydrodynamische Schmiertheorie. Für eine kleine Druckdifferenz ist die Strömungsgeschwindigkeit und die entsprechende Machzahl klein. Die Strömung befindet sich im laminaren Bereich und kann ebenfalls als inkompressibel betrachtet werden. Es gilt in diesen Fall die hydrodynamische Schmiertheorie. Im Gegensatz zu einer turbulenten Strömung kann der Geschwindigkeitsgradient in radialer Richtung nicht vernachlässigt werden. Für das Kontrollvolumen in Abbildung 2.3 gilt das Kräftegleichgewicht in Umfangsrichtung

$$p \, dx \, dr - (p + \frac{dp}{R \, d\theta} R \, d\theta) \, dx \, dr - \tau \, R \, dx \, d\theta + (\tau + \frac{d\tau}{dr} \, dr) \, R \, dr \, d\theta = 0 \quad (2.32)$$

Daraus lässt sich die folgende Gleichung für eine Newtonsche Flüssigkeit herleiten

$$\frac{dp}{R \, d\theta} = \frac{d\tau}{dr} = \mu \frac{d^2 W}{dr^2} \quad (2.33)$$

Mit den folgenden Randbedingungen

- $W = W_1$ bei $r = r_R$,
- $W = 0$ bei $r = r_S$

erhält man die Geschwindigkeitsverteilung W von Rotor zu Stator aus der Gleichung 2.33

$$W = \frac{1}{2\mu} \frac{dp}{R \, d\theta} (r^2 - hr) + \frac{W_1}{h} (h - r) \quad (2.34)$$

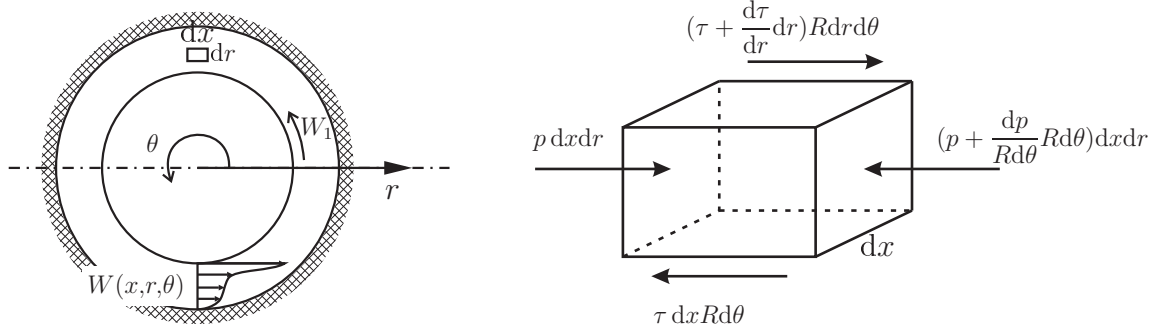


Abbildung 2.3: Kraftbilanz auf einem Kontrollvolumen im Ringspalt

$h = r_S - r_R$ ist die Spalthöhe. Der Volumendurchsatz pro Breitereinheit in der Umfangsrichtung lässt sich wie folgt berechnen

$$q_\theta = \frac{Wh}{2} - \frac{1}{12\mu} \frac{dp}{Rd\theta} h^3 \quad (2.35)$$

In der axialen Richtung gilt das Kräftegleichgewicht analog zur Gleichung 2.32. Die Geschwindigkeit an den Stellen $r = r_R, r_S$ sind gleich null. Der entsprechende Volumendurchsatz ist

$$q_x = -\frac{1}{12\mu} \frac{dp}{dx} h^3 \quad (2.36)$$

Es ergibt sich nach Berücksichtigung der Massenerhaltung

$$\frac{dq_x}{dx} + \frac{dq_\theta}{Rd\theta} = 0 \quad (2.37)$$

Zusammen mit der Gleichung 2.35 und 2.36 erhält man eine partielle Differentialgleichung für den Druck, die numerisch gelöst werden kann.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} h^3 \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial \theta} h^3 \right) = \frac{W_1}{2} \frac{\partial h}{\partial \theta} \quad (2.38)$$

Die Leckage lässt sich nach Gleichung 2.36 mit dem bekannten Druckfeld ermitteln.

Um den Einfluss der Wandrauheit in einer Spaltströmung zu quantifizieren, fügten Patir und Cheng [60, 76] die Wandrauheit, sowie einen Scher- und Druckflussfaktor in der Schmiertheorie ein. Hier bezeichnet der Druckfluss einen Durchfluss in einer Spaltströmung, der allein von der Druckdifferenz abhängig ist. Im Gegensatz dazu wird ein Scherfluss von einer Scherströmung mit Wandbewegung induziert. Patir und Cheng verglichen eine Druckströmung mit und ohne Berücksichtigung der Wandrauheit. Das Verhältnis ergibt der Druckflussfaktor. Auf die gleiche Weise lässt sich der Scherflussfaktor berechnen. Aufgrund der nicht konstanten Spalthöhe durch die Wandrauheit werden hier die mittleren Strömungsgrößen betrachtet. Für das in Abbildung 2.3 rechts dargestellte Kontrollvolumen kann der mittlere Durchfluss pro Breitereinheit folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\bar{q}_\theta = \frac{1}{\Delta x} \int_{\Delta x} \bar{q}_\theta dx \quad (2.39)$$

$$\bar{q}_x = \frac{1}{R\Delta\theta} \int_{R\Delta\theta} \bar{q}_x R d\theta \quad (2.40)$$

Der Druck- und Scherflussfaktor ergibt sich nach der Definition

$$\phi_\theta^s = \left(2\frac{\bar{w}}{W_1} - 1\right) \frac{\bar{h}}{\sigma} \quad \text{mit} \quad \bar{w} = \frac{\bar{q}_\theta}{h} \quad (2.41)$$

$$\phi_x^p = \frac{\bar{q}_x}{\frac{1}{12\mu} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \bar{h}^3} \quad (2.42)$$

Durch diesen Vergleich erhält man einen direkten Eindruck vom Einfluss der Wandrauheit auf die Strömung. Für eine Spaltströmung mit einem bekannten Druck- und Scherflussfaktor kann der Durchfluss nach den Gleichungen 2.35 und 2.36 folgendermaßen ermittelt werden

$$\bar{q}_\theta = \sigma \phi_\theta^s \frac{W_1 h}{2} - \phi_\theta^s \frac{1}{12\mu} \frac{\partial \bar{p}}{R \partial \theta} \bar{h}^3 \quad (2.43)$$

$$\bar{q}_x = -\frac{1}{12\mu} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \bar{h}^3 \quad (2.44)$$

2.1.3 Quasi-eindimensionale Theorie für eine kompressible Spaltströmung

Die Strömung in Kohleschwimringdichtungen wird hauptsächlich durch die Druckdifferenz induziert. Des Weiteren führt die Wellendrehzahl zu einer Strömungsgeschwindigkeit in der Umfangsrichtung. Dieser Anteil hat keinen direkten Einfluss auf die Leckage und kann vernachlässigt werden. Für einen konzentrischen Kreislingspalt kann die Spaltströmung zu dem 2D-Spalt in Abbildung 2.4 vereinfacht werden. Für das breite Spektrum des

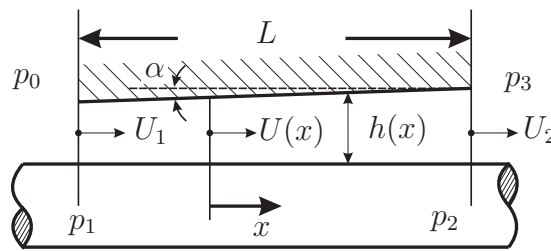


Abbildung 2.4: Skizze für die 1D Spaltströmung

Prozessdruckes ist die Kompressibilität des Gases ein wichtiger Faktor für die Strömungsberechnung. Für eine kleine Querschnittsänderung ($dA \ll A$) ist die Stromfadentheorie ein guter Ansatz, um das Strömungsfeld zu beschreiben. Da die Drehzahl kaum Einfluss auf die Leckage hat, können die Wellenarbeit und die Wärmeübertragung näherungsweise von der Temperaturrandbedingung erfasst werden. Für die adiabatische Spaltströmung in Abbildung 2.4 vom Zustand 1 zu 2 gelten die Erhaltungsprinzipien

$$\dot{m} = \rho U A = \text{konstant} \quad (2.45)$$

$$-pA - \tau_w A_w = \dot{m}U \quad (2.46)$$

$$h + \frac{U^2}{2} = \text{konstant} \quad (2.47)$$

mit der Wandschubspannung τ_w und Wandfläche A_w . Wie beim 2D Modell wird die Wandschubspannung mit einem mittleren Reibungsbeiwert berechnet und ist abhängig von der Reynoldszahl und Wandrauheit. Für kleine Querschnittänderung gilt $p dA \ll A dp$. Mit diesen Annahmen ergibt sich die differentielle Form aus den Gleichungen 2.45-2.47

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{1}{2} \frac{dU^2}{U^2} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (2.48)$$

$$-A dp - \tau_w dA_w = \dot{m} dU \quad (2.49)$$

$$dh = c_p dT = -\frac{1}{2} dU^2 \quad (2.50)$$

Mit $\frac{c_p}{c_v} = \gamma$, $c_p - c_v = R$ und Machzahl $M = U/\sqrt{\gamma RT}$ lässt sich die Gleichung 2.50 umformulieren

$$\frac{dT}{T} + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \frac{dU^2}{U^2} = 0 \quad (2.51)$$

Das ideale Gasgesetz kann ebenfalls in eine differentiale Form umgeschrieben werden

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \quad (2.52)$$

Für die ringförmige Spaltgeometrie in Kohleschwimmringdichtung ist der Term $\frac{dA}{A}$ eine Funktion von x und wird in der weiteren Herleitung als $F_A(x)dx$ ausgedrückt. Durch den Einsatz eines hydraulischen Durchmessers

$$D = \frac{4A}{P} \quad \text{mit dem benetzten Umfang} \quad P = \frac{dA_w}{dx} \quad (2.53)$$

und des Reibungsbeiwertes

$$f = \frac{\tau_w}{\frac{\rho U^2}{2}} \quad (2.54)$$

kann die folgende Machzahlgleichung aus den Gleichungen 2.48-2.52 erhalten werden.

$$dM^2 = \frac{2M^2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)}{1 - M^2} \left[\gamma M^2 \frac{2f}{D} - F_A(x) \right] dx \quad (2.55)$$

Andere physikalische Größen, z. B. Druck und Temperatur, lassen sich mit der aufgelösten Machzahlverteilung im Spalt bestimmen. Die genaue Herleitung wird in Anhang A.1 dargestellt.

Für eine gegebene Spaltgeometrie ist $F_A(x)$ bekannt. Um die Gleichung 2.55 zu integrieren, müssen Randbedingungen festgelegt werden. Mathematisch gesehen darf der Term

$1 - M^2$ nicht gleich Null sein. Dies deutet auf einen kritischen Zustand bei $M = 1$ hin. Da diese Spaltströmung vergleichbar mit der Rohrströmung ist, lässt sich dieser kritische Punkt mit der Fanno-Kurve für eine Rohrströmung erklären. Die Fanno-Kurve beschreibt die Zustandsänderung einer kompressiblen reibungsbehafteten Rohrströmung in dem Enthalpie-Entropie Diagramm. Um eine von der Geometrie unabhängige Formulierung zu bekommen, wird ein konstanter Querschnitt betrachtet. Das Differential der spezifischen Entropie ist das Verhältnis von der geänderten spezifischen Wärmemenge q und der absoluten Temperatur.

$$ds = \frac{Dq}{T} \quad (2.56)$$

Es folgt

$$Tds = dh - \frac{dp}{\rho} \quad (2.57)$$

Laut dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik darf die Entropie in einem geschlossenen adiabaten System nicht abnehmen. Für die reibungsbehaftete Strömung ist die Zustandsänderung irreversibel. Die Entropie nimmt zu, bis das System sich wieder im Gleichgewicht befindet. Die spezifische Entropie am Spaltaustritt erreicht das Maximum s^* . Dies bedeutet für die Gleichung 2.57 $(ds/dh)_{s^*} = 0$. Daraus folgt

$$\rho = \left(\frac{dp}{dh} \right)_{s^*} \quad (2.58)$$

Zusammen mit Gleichungen 2.48 und 2.50 erhält man

$$\left(\frac{dh}{d\rho} \right)_{s^*} = \frac{u^2}{\rho} \quad (2.59)$$

Mit Gleichungen 2.58 und 2.59 ergibt sich die Geschwindigkeit

$$u^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{s^*} = a^2 \quad (2.60)$$

Die Geschwindigkeit erreicht die Schallgeschwindigkeit an der Stelle $s = s^*$. Das $h - s$ Diagramm bezogen auf die Zustandsgröße an dieser Stelle ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Bei einer Unterschallströmung am Eintritt nimmt die Machzahl immer zu und bei einer Überschallströmung dagegen immer ab, bis $M_{s^*} = 1$ erreicht ist. Der entsprechende Druck lässt sich anhand der Machzahl ermitteln.

Die Zustandsänderung der Strömung in dieser Arbeit ist vergleichbar mit dem Unterschallzweig der Fanno-Kurve. Für die Auslegung eines Dichtsystems liegen der Betriebsdruck und -temperatur bzw. die Druckdifferenz vor. Abhängig von der Druckdifferenz kann die Geschwindigkeit am Spaltaustritt die Schallgeschwindigkeit erreichen. Der Druck an dieser Stelle kann ebenfalls den Umgebungsdruck überschreiten. Daher hängt die Druckrandbedingung am Austritt mit der Machzahl zusammen. Es gibt folgende drei Situationen am Spaltaustritt für die Strömung in Abbildung 2.4:

- $M_2 < 1$, $p_2 = p_3$

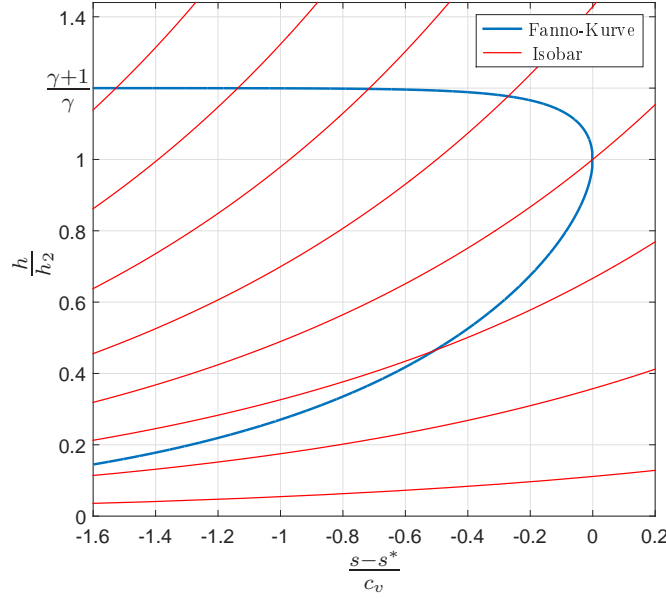


Abbildung 2.5: Fanno-Kurve, $\gamma = 1,4$

- $M_2 = 1$ wird gerade erreicht, $p_2 = p_3$
- $M_2 = 1$, $p_2 > p_3$

Für die Eintrittsrandbedingung wird angenommen, dass die Zustandsänderung adiabatisch ist. Es gilt

$$h_0 = h_1 + \frac{U_1^2}{2} \quad (2.61)$$

Aus der vorherigen Herleitung für die Machzahlgleichung kann Gleichung 2.61 umgerechnet werden, um den Eintrittsdruck anhand des Prozessdrucks zu ermitteln. Es folgt

$$p_1 = \frac{p_0}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad (2.62)$$

Wenn die Machzahlverteilung bekannt ist, können der Druck sowie die Temperatur im Spalt berechnet werden. Für eine adiabatische Strömung bleibt die Gesamttemperatur entlang des Spalts konstant. Es gilt

$$c_p T_1 + \frac{1}{2} U_1^2 = c_p T + \frac{1}{2} U^2 \quad (2.63)$$

Daraus können die Temperatur und der Druck an jeder beliebigen Stelle im Spalt wie folgt berechnet werden

$$T = T_1 \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \quad (2.64)$$

$$p = \frac{p_1 M_1}{M} \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}} \quad (2.65)$$

Da die Eintritts- und Austrittsrandbedingung abhängig von der Machzahl ist, kann die Machzahlgleichung 2.55 nur iterativ gelöst werden. Es wird vor der Berechnung die Machzahl und der Druck am Austritt abgeschätzt. Für den Fall, dass die Strömung am Spaltaustritt gerade die Schallgeschwindigkeit erreicht, gilt $M_2 = 1$ und $p_2 = p_3$. Aus mathematischen Gründen wird das Anfangswert von M_2 auf 0,9999 gesetzt. Die Gleichung 2.55 wird mit dem Runge-Kutta Verfahren gelöst. Man erhält den Druck p_1 und die Machzahl M_1 am Eintritt. Gleichzeitig kann der Druck am Eintritt p'_1 abhängig von M_1 und p_0 nach Gleichung 2.62 berechnet werden. Es gilt $p_1 = p'_1$ für eine konvergierende Lösung. Andernfalls muss M_2 oder p_2 korrigiert werden. Der folgende Programmablauf stellt die wesentlichen Lösungsschritte dar.

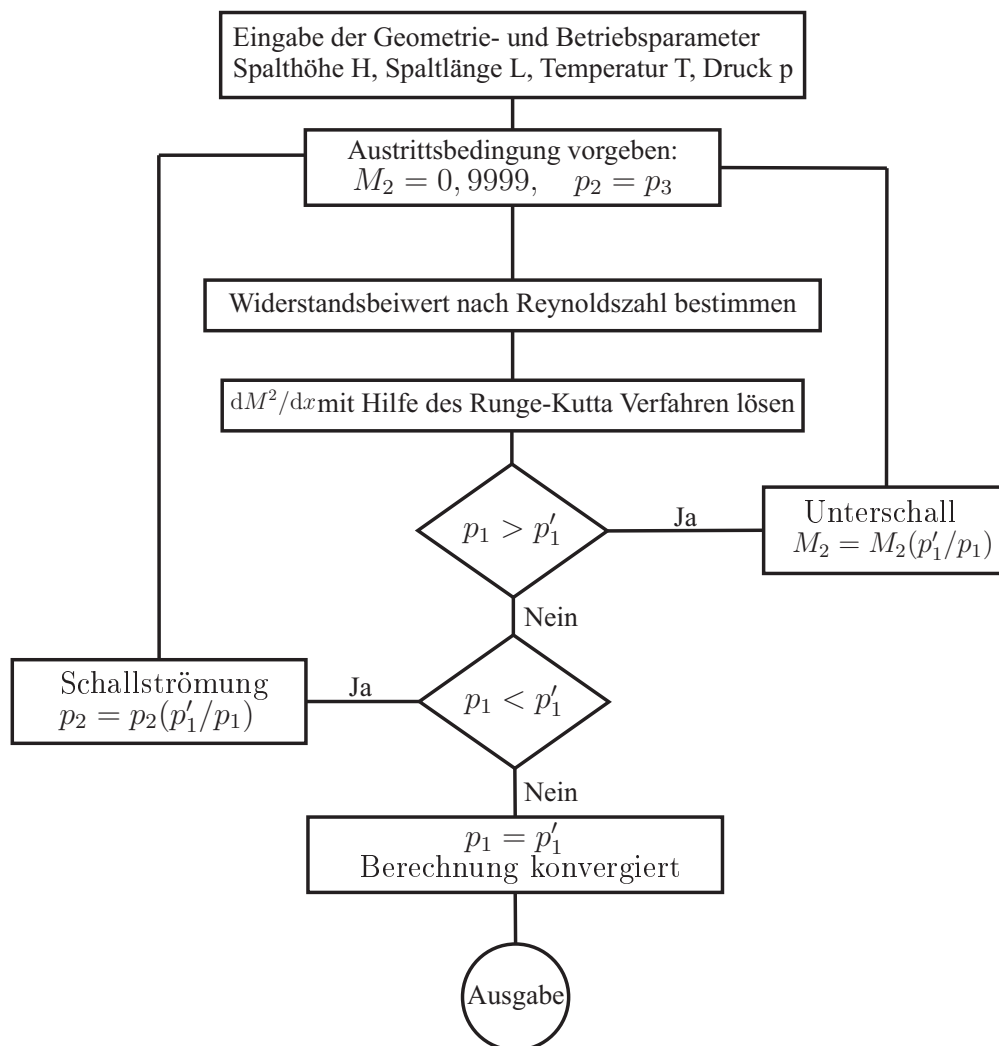


Abbildung 2.6: Programmablauf zur iterativen Lösung von Gleichung 2.55 mit den Ein- und Austrittsrandbedingungen

2.1.4 Modellierung der Strömung unter Berücksichtigung der Oberflächenstruktur

Wie in Kapitel 1 erwähnt, spielt die Oberflächenstruktur eine große Rolle bei einer Gasströmung in Kohleschwimringdichtungen. Die Oberflächenstruktur kann in eine Makro- und Mikrostruktur aufgeteilt werden. Sowohl die Makrostruktur als auch die Mikrostruktur sind wichtiger Bestandteil dieser Untersuchung. Die Makrostruktur, z. B. die Welligkeit oder eine Nut auf der Oberfläche, wird im Rahmen der Berechnung geometrisch aufgelöst. Sie kann direkt bei der Erstellung der Geometrie berücksichtigt werden. Im Gegensatz dazu ist diese Vorgehensweise für die Mikrostruktur in industriellen Anwendungen mit den heute verfügbaren Rechnerressourcen nicht möglich. Um diese Oberflächenstruktur im numerischen Modell abzubilden, ist ein sehr feines Netz erforderlich. Im Fall einer turbulenten Strömung kommt noch die Diskretisierung der dünnen Grenzschicht dazu. Für eine laminare Strömung wird oft die genaue Oberflächenrauheit in einem kleinen Gebiet nachgebildet. Brenner [77] und Zhu [54] untersuchten den Einfluss einer realen Oberfläche auf eine Schmierfilmströmung mit numerischen Methoden. Die Oberflächenstrukturen aus verschiedenen Fertigungsprozessen wurden gemessen und in einem Modell numerisch generiert, um den Einfluss auf die Strömung zu analysieren.

Eine weitere Art von Mikrostrukturen sind zusätzlich angefertigte Mikromuster auf der Oberfläche. Oft werden Mikrostrukturen mit bestimmten Eigenschaften, z. B. Orientierung und Größe der Strukturen, während der Fertigung aufgeprägt, um gezielte tribologische Eigenschaften einzustellen. Die eigentliche Oberflächenrauheit wird oft gering gehalten, damit der Effekt der Mikromuster dominant ist. Die Verteilung der Muster auf der Oberfläche ist oft periodisch, daher ist die Betrachtung eines Teilgebiets in einem numerischen Modell sinnvoll und ausreichend. Eine Herausforderung für die Strömungsberechnung im Mikropalt ist die Behandlung der relativen Bewegung zwischen der rotierenden Welle und dem stehenden Dichtring. Die verschiedenen Oberflächenstrukturen von Stahlwellen und Kohleringen führen bei der Bewegung zur einer Wandversetzung. Die Strömungsberechnung muss die zeitliche Änderung des Rechengebiets berücksichtigen. Es gibt nur wenige Veröffentlichungen, in denen dieser Effekt der Rauheit unter relativer Bewegung untersucht wird [53–55, 78, 79]. Dabei wird die Oberflächenrauheit durch eine zeitabhängige Schmierfilmhöhe in der Reynoldsgleichung berücksichtigt. Aufgrund der getroffenen Vereinfachungen wird die Trägheitskraft der Strömung in der Reynoldsgleichung vernachlässigt. Daher ist sie nur für bestimmte Reynoldszahlen und Oberflächengeometrien anwendbar [80]. Eine spätere Untersuchung von Sahlin [80] zeigt, dass die Ergebnisse ohne Berücksichtigung der Trägheitskraft fehlerhaft sein können. Es gibt eine große Abweichungen in der Druckverteilung. Die Strömung in einer Gasdichtung überschreitet diese Grenze. Der Trägheitseffekt kann daher nicht vernachlässigt werden. Die Navier-Stokes Gleichungen werden benötigt für die Untersuchung. Um die Änderung des Rechengebiets zu realisieren wird die Open Source Software OpenFOAM verwendet. Das Programm basiert auf C++ Bibliotheken und verwendet die Finite-Volumen-Methode für die räumliche Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen. Die implizite Euler Methode wird für die zeitliche Diskretisierung ausgewählt. Anders als in CFX löst OpenFOAM

die Druck-Geschwindigkeit-Kopplung auf einem iterativen Weg. Verschiedene Algorithmen wie PISO oder SIMPLE sind implementiert. Es erlaubt eine vom Benutzer definierte zeitliche Änderung des Rechengebietes und die entsprechende Netzgenerierung. Die gemessene Oberflächeninformation wird mathematisch analysiert und in den Quellcode von OpenFOAM implementiert.

Im Fall einer turbulenten Strömung ist das Nachbilden der genauen Rauheit im Modell nicht realistisch. Man setzt einen Reibungskoeffizient, der eine Funktion der Wandrauheit ist, für die Wandschubspannung ein. Experimente zeigen, dass der Reibungskoeffizient von der Reynoldszahl (Re) und die relative Rauheit (das Verhältnis von Wandrauheit k_s und hydraulische Durchmesser D) abhängig ist. Hier wurde die Sandkornrauheit von Nikuradse als Ersatzgröße für die technische Wandrauheit eingeführt. In Abbildung 2.7 ist ein 2D-Schnitt aus einer dreidimensionalen Oberflächenstruktur dargestellt. Die bei-

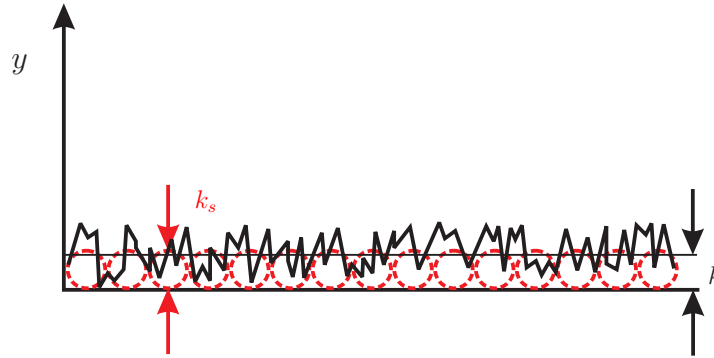


Abbildung 2.7: Darstellung der natürlichen Rauheit und der äquivalenten Sandrauheit

den Größen sind nicht unbedingt identisch. Untersuchungen von Schlichting [81] zeigen, dass eine äquivalente Sandkornrauheit die Auswirkung einer technischen Wandrauheit auf den Druckverlust nachbilden kann. Umfangreiche Versuche wurden durchgeführt, um diesen Zusammenhang zu ermitteln. Für die Rohrströmung ist dies bekannt als Moody- oder Colebrook-Diagramm. Das Diagramm teilt sich in Abhängigkeit der Reynoldszahl in einen laminaren und einen turbulenten Bereich auf. Die kritische Reynoldszahl liegt bei $Re_{kr} = 2320$. Der turbulente Bereich kann weiter nach dem Verhalten für ideal glatte Rohre und dem für raue Rohre unterteilt werden. Als Parameter wird nach Schlichting [81] der Wert $\frac{k_s}{D} \cdot Re^{0,875}$ verwendet.

Für $\frac{k_s}{D} \cdot Re^{0,875} \leq 25$ ist der Einfluss der Wandrauheit vernachlässigbar. Die äquivalente Sandkornrauheit befindet sich innerhalb der laminaren Unterschicht. Der Reibungsbeiwert ist nur von der Reynoldszahl abhängig. Es gilt nach Prandtl für alle $Re \geq Re_{kr}$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2 \cdot \lg \frac{Re \cdot \sqrt{f}}{2,51} \quad (2.66)$$

Im Gegensatz dazu spielt die Wandrauheit eine wichtige Rolle, wenn die laminare Unterschicht wesentlich kleiner als die äquivalente Wandrauheit ist. Der Einfluss der Reynoldszahl nimmt mit einem steigenden Wert ab. Wenn $\frac{k_s}{D} \cdot Re^{0,875} \geq 350$ erfüllt ist, wird der

Reibungsbeiwert allein von der relativen Wandrauheit bestimmt. Der Reibungsbeiwert kann nach Nikuradse folgendermaßen bestimmt werden

$$f = \frac{1}{\left(2 \cdot \lg \frac{D}{k_s} + 1,14\right)^2} \quad (2.67)$$

Im Übergangsbereich wird der Reibungsbeiwert von der Reynoldszahl und der relativen Wandrauheit beeinflusst. Eine Erweiterung der Gleichung 2.66 nach Colebrook ist

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2 \cdot \lg \left(\frac{Re \cdot \sqrt{f}}{2,51} + 0,27 \frac{k_s}{D} \right) \quad (2.68)$$

Zur Bestimmung des Reibungsbeiwertes nach dieser Formel ist ein iteratives Berechnen notwendig. Ein alternativer Ansatz im Bereich der Wellendichtung ist das Modell nach Blasius. Der Reibungsbeiwert kann wie folgt formuliert werden

$$f_S = n_S \left(\frac{2\rho h W_S}{\mu} \right)^{m_S}, \quad f_R = n_R \left(\frac{2\rho h W_R}{\mu} \right)^{m_R} \quad (2.69)$$

$n_{S,R}$ und $m_{S,R}$ sind Parameter für den Strömungswiderstands an der Wand. Sie werden aus experimentellen Daten bestimmt. Yamada [82] ermittelte den Widerstand eines kreisringförmigen Spalts mit glatten Wänden und erhielt $n_{S,R} = 24$, $m_{S,R} = -1$ für laminare und $n_{S,R} = 0,079$, $m_{S,R} = -0,25$ für turbulente Strömungen. Zuk [10] verwendete diese empirischen Werte für die Berechnung der Leakage in einer Wellendichtung. Die Ergebnisse stimmten mit der Messung gut überein. Die Approximation von Moody für die Rohrströmung berücksichtigt die relative Rauheit. Nach der Anpassung für einen konzentrischen Ringspalt ergibt sich

$$f = a_1 \left[1 + \left(\frac{b_2 k_s}{2h} + \frac{b_3}{Re_h} \right)^{1/3} \right] \quad (2.70)$$

mit $a_1 = 1,375 \cdot 10^{-3}$, $b_2 = 2 \cdot 10^4$, $b_3 = 10^6$ und der entsprechenden Sandrauheit k_s . Im Vergleich zu Gleichungen 2.66 und 2.68 ist keine iterative Lösung erforderlich.

Für eine turbulente Strömung hat die Wandrauheit den Effekt, die turbulente Produktion in der Nähe von Wand zu erhöhen. Es führt zu einer Zunahme der Wandschubspannung und Zerstörung der viskosen Unterschicht. Die logarithmische Schicht in Abbildung 2.1 verschiebt sich nach unten. Gleichung 2.22 ändert sich zu

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B - \Delta B(k^+) \quad \text{mit} \quad k^+ = \frac{k u_\tau}{\nu} \quad (2.71)$$

Die Verschiebung ΔB ist abhängig von der dimensionslosen Wandrauheit. In CFX wird eine raue Fläche durch ihre äquivalente Sandkornrauheit berücksichtigt. ΔB lässt sich wie folgt berechnen

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + 0,3k_s^+) \quad (2.72)$$

2.2 Numerische Lösungsmethode

Die RANS-Gleichungen und die Gleichungen in der Bulk-Strömungstheorie sind ohne weitere Annahmen nur numerisch lösbar. Die 3D-Simulationen in dieser Arbeit werden im Softwarepaket ANSYS durchgeführt. Das $k - \omega$ SST Modell wird für die turbulente Strömungsberechnung ausgewählt. Für die 2D Bulk-Strömungstheorie wird das Modell in Matlab programmiert. Das Gleichungssystem wird bei den beiden Berechnungen mit der Finiten-Volumen-Methode (FVM) räumlich diskretisiert, anschließend wird das Rechengebiet vernetzt und in kleine Kontrollvolumen (KV) aufgeteilt. Abhängig von dem Speicherort der unbekannten Variablen kann die Variablenanordnung im Gitter versetzt oder nicht versetzt sein. Das heißt, die unbekannten Variablen werden auf einem unterschiedlichen oder einem identischen Satz von Gitterpunkten gespeichert. In ANSYS CFX werden alle Variablen auf den Gitterknoten gespeichert. Eine Besonderheit hier ist, dass das Kontrollvolumen nicht dem Netzelement entspricht sonder auf den Elementmittelpunkten basiert. Ein Kontrollvolumen in ANSYS CFX wird in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt. Alle Gleichungen werden über das gleiche Kontrollvolumen integriert.

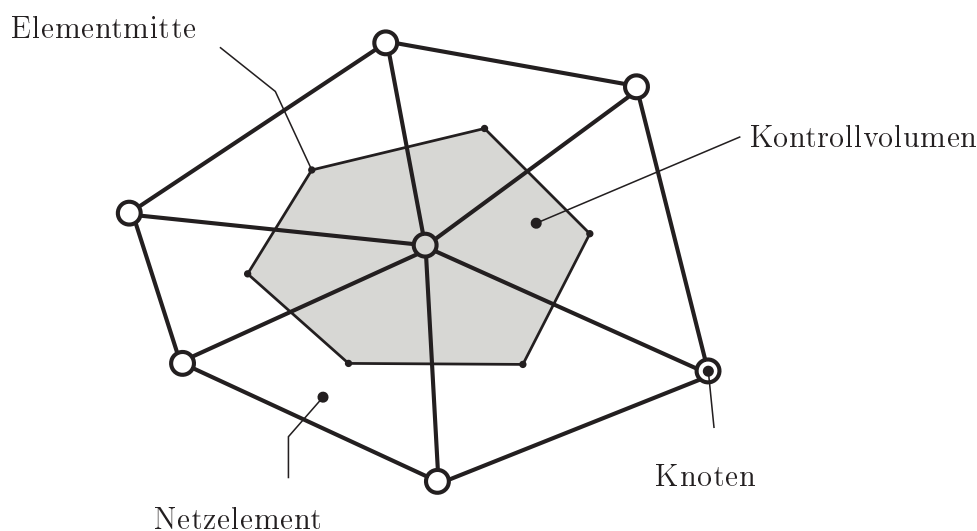


Abbildung 2.8: Kontrollvolumen in CFX

Um das von dieser Methode zugeführte entkoppelte Druck- und Geschwindigkeitsfeld bei inkompressiblen Strömungen zu vermeiden, verwendet ANSYS CFX eine ähnliche Strategie wie Rhie [83] und Majumdar [84]. Dabei wird die Geschwindigkeit an jedem Integrationspunkt durch die Impulsgleichung ausgedrückt. In kompressiblen Strömungen ist das Druckfeld durch die Dichte in der Kontinuitäts- und Zustandsgleichung mit dem Geschwindigkeitsfeld gekoppelt. Zusammen mit den Randbedingungen bildet die Diskretisierung aller Transportgleichungen ein gekoppeltes Gleichungssystem $\mathbf{A}\phi = \mathbf{b}$, das nach der Unbekannten ϕ gelöst werden kann. Ein konventioneller Lösungsweg ist die *Projektionsmethode*, um die Impuls- und Kontinuitätsgleichung zu erfüllen. Diese Methode ist ein iteratives Verfahren, in dem zuerst ein aus den Impulsgleichungen berechnetes Geschwindigkeitsfeld ohne Erfüllung der Kontinuitätsgleichung berechnet wird. Anschließend wird es anhand der Massenerhaltung korrigiert. Die Algorithmen SIMPLE (Semi-Implicit Pres-

sure Linked Equation) und PISO (Pressure Implicit Splitting of Operators) sind für diese Methode bekannt. Anders als das iterative Verfahren löst das Programm ANSYS CFX die diskretisierten Gleichungen für Geschwindigkeit und Druck als ein einziges Gleichungssystem. Aus diesem Grund wird die Anzahl der Iterationen bis zur Konvergenz reduziert. Allerdings erhöht sich die für jede Iteration erforderliche Rechenzeit. Eine ausführliche Beschreibung dazu findet man in [65].

Die Lösung der Bulk-Strömungsgleichungen wird ebenfalls mittels der FVM mit nicht versetzter Variablenanordnung realisiert. Wie in Abbildung 2.9(a) dargestellt werden die Kontrollvolumen direkt vom Netz gebildet. Alle Variablen werden dem Zellenzentrum des Kontrollvolumens zugeordnet. Um Oszillation des Druckfeldes zu vermeiden, wird auch hier eine Impulsinterpolation ähnlich wie in [83] eingesetzt. Nach der Methode von Demirdzic [85] wird zur Berücksichtigung der Kompressibilität der Strömung der iterative SIMPLE Algorithmus modifiziert. Die Vorgehensweise wird in den folgenden Abschnitten dargestellt.

Zu betrachten ist der Ringspalt in Abbildung 2.9(b). Aufgrund der einfachen Geometrie wird das Rechengebiet mit einem strukturierten Gitter aufgeteilt. Bezüglich des Kontrollvolumens in Abbildung 2.9 sind die Gleichungen 2.24-2.27 zu integrieren. Für das Kon-

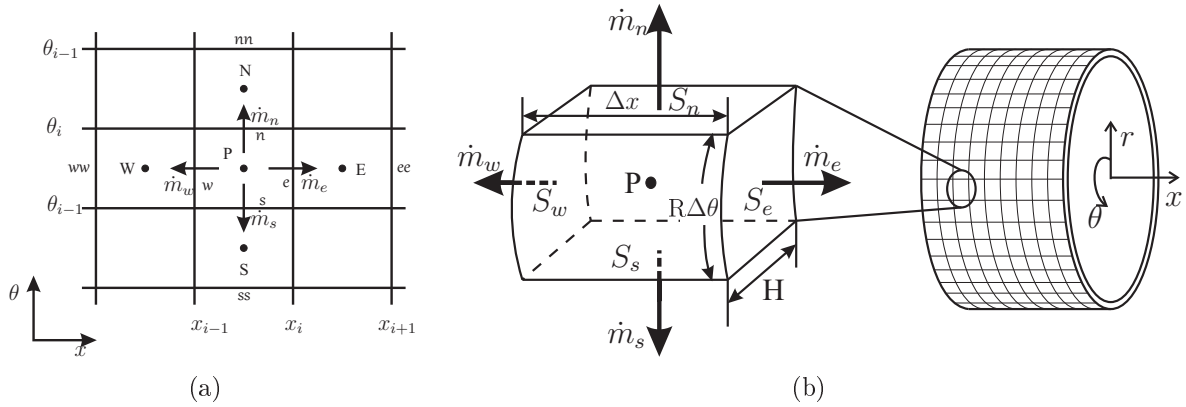


Abbildung 2.9: Vergleich statischer Druckkoeffizienten

trollvolumen P wird zuerst anhand der östlichen Seite \mathbf{e} und einer skalaren Unbekannte ϕ die Diskretisierung des Konvektionsterms detailliert erklärt. Der konvektive Fluss auf dieser Seite kann ausgedrückt werden als

$$F_e = \int_{S_e} \bar{\rho} \phi \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \approx \dot{m}_e \phi_e = (\bar{\rho} U S)_e \phi_e \quad (2.73)$$

Darin ist $S_e = H R \delta \theta$ die Fläche auf Seite \mathbf{e} von Kontrollvolumen P . Für die Interpolation von ϕ_e wird eine Aufwind-Interpolation (*Upwind Scheme* [75]) angewendet. Abhängig von der Fließrichtung der Strömung durch S_e gilt die folgende Approximation für ϕ_e

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P & \text{falls } \dot{m} > 0 \\ \phi_E & \text{falls } \dot{m}_e < 0 \end{cases}$$

Daraus kann der konvektive Fluss auf $S_{e,n,s,w}$ wie folgt formuliert werden

$$\begin{aligned} F_e &= \max(\dot{m}_e, 0)\phi_P + \min(\dot{m}_e, 0)\phi_E, & F_w &= \max(\dot{m}_w, 0)\phi_P + \min(\dot{m}_w, 0)\phi_W \\ F_n &= \max(\dot{m}_n, 0)\phi_P + \min(\dot{m}_n, 0)\phi_N, & F_s &= \max(\dot{m}_s, 0)\phi_P + \min(\dot{m}_s, 0)\phi_S \end{aligned} \quad (2.74)$$

Der Massenstrom auf der jeweiligen Fläche ist

$$\begin{aligned} \dot{m}_e &= (\bar{\rho}US)_e, & \dot{m}_w &= (\bar{\rho}US)_w \\ \dot{m}_n &= (\bar{\rho}WS)_n, & \dot{m}_s &= (\bar{\rho}WS)_s \end{aligned} \quad (2.75)$$

Die Integralform der Gleichung 2.25 ergibt sich mit $Rd\theta = dz$ zu

$$\int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial x}(\rho HUU) dx dz + \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial z}(\rho HWU) dx dz = \int_w^e \int_s^n -H \frac{\partial p}{\partial x} dx dz + \int_w^e \int_s^n \tau_x dx dz \quad (2.76)$$

Die Konvektionsterme auf der linken Seite können nach 2.74 mit $\phi = U$ dargestellt werden

$$\int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial x}(\rho HUU) dx dz + \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial z}(\rho HWU) dx dz \approx F_e^U + F_w^U + F_n^U + F_s^U \quad (2.77)$$

Die Koeffizienten der Konvektionsterme für die Unbekannten $U_{E,N,W,S,P}$ in der algebraischen Gleichung ergeben sich zu

$$\begin{aligned} a_E^U &= \min(\dot{m}_e, 0), & a_N^U &= \min(\dot{m}_n, 0) \\ a_W^U &= \min(\dot{m}_w, 0), & a_S^U &= \min(\dot{m}_s, 0) \\ a_P^{Uc} &= \max(\dot{m}_e, 0) + \max(\dot{m}_n, 0) + \max(\dot{m}_w, 0) + \max(\dot{m}_s, 0) \end{aligned}$$

Das Integral der Schubspannung aus Gleichung 2.28 folgt zu

$$\int_w^e \int_s^n \tau_x dx dz = \frac{1}{2}[\rho(f_S V_S + f_R V_R)U]_P \Delta x \Delta z \quad (2.78)$$

Damit ändert sich der Koeffizient für U_P zu

$$a_P^U = a_P^{Uc} - \frac{1}{2}[\rho(f_S V_S + f_R V_R)]_P \Delta x \Delta z \quad (2.79)$$

Der Quellterm in der Impulsgleichung ist in diesem Fall nur der Druckgradient. Die Diskretisierung ergibt sich

$$\int_w^e \int_s^n -H \frac{\partial p}{\partial x} dx dz = - \int_V \frac{\partial p}{\partial x} dV \approx - \frac{p_e - p_w}{x_e - x_w} \Delta V \quad (2.80)$$

Gleichung 2.76 erhält die diskretisierte Form

$$a_P^U U_P + a_E^U U_E + a_N^U U_N + a_W^U U_W + a_S^U U_S = S^U \quad (2.81)$$

mit $S^U = - \frac{p_e - p_w}{x_e - x_w} \Delta V$.

Auf ähnliche Weise können die Impulsgleichung in Umfangsrichtung und die Energiegleichung diskretisiert werden

$$a_P^U W_P + a_E^U W_E + a_N^U W_N + a_W^U W_W + a_S^U W_S = S^W$$

$$\text{mit } S^W = -\frac{p_n - p_s}{\Delta z} \Delta V - \frac{1}{2} [\rho f_R V_R R \omega]_P \Delta x \Delta z \quad (2.82)$$

$$a_P^T T_P + a_E^T T_E + a_N^T T_N + a_W^T T_W + a_S^T T_S = S^T \quad \text{mit}$$

$$S^T = U_P \frac{p_e - p_w}{x_e - x_w} \Delta V - W_P \frac{p_n - p_s}{\Delta z} \Delta V - [R \omega \tau_{R\theta} - U \tau_x - W \tau_\theta]_P \Delta x \Delta z \quad (2.83)$$

$$a^T = c_p \cdot a^U$$

Nach der Durchführung dieser Approximation für alle Kontrollvolumen ergibt sich für Gleichungen 2.81-2.83 jeweils ein algebraisches Gleichungssystem. Es lautet in Matrix-Notation

$$\mathbf{A} \phi = \mathbf{b} \quad (2.84)$$

\mathbf{A} ist eine dünn besetzte, quadratische Matrix mit den Koeffizienten a auf der Diagonalen. ϕ ist eine Spaltmatrix mit den Unbekannten in jedem Gitterpunkt, und \mathbf{b} ist der Vektor, der den Quellterm S und die Randbedingungen enthält.

Das aus Gleichung 2.84 berechnete Strömungsfeld erfüllt nicht automatisch die Massenerhaltung. Um sie zu berücksichtigen, wird die Kontinuitätsgleichung bei der Formulierung der Druckkorrekturgleichung integriert. Im Fall, dass das berechnete Strömungsfeld aus der aktuellen Iteration die Massenerhaltung nicht erfüllt ist, entsteht ein Ungleichgewicht des Massenflusses um das Kontrollvolumen P . Es gilt für den vorliegenden Massenfluss

$$\dot{m}_e^* + \dot{m}_w^* + \dot{m}_n^* + \dot{m}_s^* = Q_m^* \quad (2.85)$$

Q_m^* ist das zu eliminierende Ungleichgewicht. Das Symbol $*$ kennzeichnet die Variablen, die korrigiert werden sollen. Im weiteren Text wird das Symbol $'$ für den zu korrigierenden Wert verwendet. Unter Berücksichtigung der Kompressibilität müssen sowohl die Geschwindigkeit als auch die Dichte für die Korrektur des Massenflusses betrachtet werden. Aus diesem Grund kann beispielsweise der richtige Massenfluss durch die Seite e wie folgt formuliert werden

$$\dot{m}_e = [(\rho^* + \rho')(U^* + U')S]_e = \dot{m}_e^* + \underbrace{(\rho^* U' + \rho' U^* + \rho' U')_e S_e}_{\dot{m}_e'} \quad (2.86)$$

Da das Produkt des Korrekturterms $(\rho' U' S)_e$ schneller als die zwei anderen Terme gegen null geht, darf er vernachlässigt werden. Wegen der nicht versetzten Variablenanordnung müssen alle Unbekannte auf jeder Kontrollvolumen-Seite interpoliert werden. Für Variablen außer der Geschwindigkeit wird typischerweise eine lineare Interpolation verwendet. Zum Beispiel ergibt sich für die Größe ϕ auf Seite e

$$\phi_e = \phi_E \lambda_e + \phi_P (1 - \lambda_e) \quad (2.87)$$

Darin ist $\lambda_e = \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P}$ der lineare Interpolationsfaktor. Um ein oszillierendes Druckfeld zu vermeiden, muss die Interpolation der Geschwindigkeit bei der Approximation des

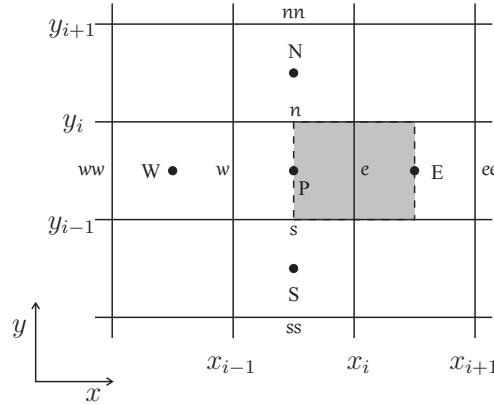


Abbildung 2.10: Virtuelles Kontrollvolumen um Seite e

Druckgradienten behandelt werden. Eine Möglichkeit ist die folgende Beschreibung nach Ferziger und Perić [43]

$$U_e^* = \overline{U_e^*} - \Delta V_e \overline{\left(\frac{1}{a_P^U}\right)}_e \left[\left(\frac{\delta p}{\delta x}\right)_e - \overline{\left(\frac{\delta p}{\delta x}\right)}_e \right] \quad (2.88)$$

Dafür wird ein virtuelles Kontrollvolumen um Seite e gelegt (Abbildung 2.10), dessen Volumen wie folgt berechnet werden kann

$$\Delta V_e = (x_E - x_P)(y_n - y_s)H \quad (2.89)$$

Der Term $\left(\frac{\delta p}{\delta x}\right)_e = \frac{p_E - p_P}{x_E - x_P}$ ist der Druckgradient um die Seite e . Die Überlinie bedeutet eine lineare Interpolation von den Werten aus den Nachbarknoten. $\overline{U_e^*}$ kann beispielsweise von $U_{P,E}^*$ aus Gleichung 2.87 bestimmt werden. Analog dazu werden ebenfalls $\overline{\left(\frac{1}{a_P^U}\right)}_e$ und $\overline{\left(\frac{\delta p}{\delta x}\right)}_e$ berechnet. Die Geschwindigkeitskorrektur wird im Vergleich zu Gleichung 2.88 durch eine Druckkorrektur formuliert

$$U_e' = -\Delta V_e \overline{\left(\frac{1}{a_P^U}\right)}_e \left(\frac{\delta p'}{\delta x}\right)_e \quad (2.90)$$

Die Dichtekorrektur wird mit dem idealen Gasgesetz abhängig von der Druckkorrektur wie folgt ausgedrückt

$$\rho' = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T p' \quad \text{mit} \quad C_\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{RT} \quad (2.91)$$

Für die Temperatur T werden die Werte aus der letzten Iteration übernommen. Da alle Korrekturen am Ende der Iteration gegen null gehen sollen, ist die konvergierende Lösung von der Auswahl von C_ρ unabhängig. Die Massenkorrektur kann jetzt durch die Druckkorrektur ausgedrückt werden

$$\dot{m}'_e = -(\rho^* S \Delta V)_e \overline{\left(\frac{1}{a_P^U}\right)}_e \left(\frac{\delta p'}{\delta x}\right)_e + \left(\frac{C_\rho \dot{m}^*}{\rho^*}\right)_e p'_e \quad \text{mit} \quad (U^* S)_e = \left(\frac{\dot{m}^*}{\rho^*}\right)_e \quad (2.92)$$

Bezüglich Gleichung 2.85 wird die Kontinuitätsgleichung erfüllt, wenn der Massenfluss nach folgender Gleichung korrigiert wird

$$\dot{m}'_e + \dot{m}'_w + \dot{m}'_n + \dot{m}'_s + Q_m^* = 0 \quad (2.93)$$

Der Wert auf den Seitenflächen $p'_{e,s,n,w}$ kann aus den Knotenpunkten durch Aufwind oder lineare Interpolation approximiert werden. Es folgt ein algebraisches Gleichungssystem für die Druckkorrekturen von Kontrollvolumen P und den benachbarten Kontrollvolumen

$$a_P p'_P + a_E p'_E + a_N p'_N + a_W p'_W + a_S p'_S = -Q_m^* \quad (2.94)$$

Je nach Approximationen (Aufwind, linear usw.) können die Koeffizienten analog zur Diskretisierung der Impuls- und Energiegleichung bestimmt werden. Anhand der Werte von p' werden das Druck- und Geschwindigkeitsfeld bzw. der Massenfluss nach jeder Iteration korrigiert. Die Dichte wird zur Verbesserung der Konvergenz nicht korrigiert, sondern mit dem idealen Gasgesetz bestimmt.

Im Fall der Kohleschwimmringdichtung sind normalerweise nur der Betriebszustand und die Umgebungsbedingungen bekannt. Hier wird die Zustandsänderung am Spalteintritt als adiabatisch angenommen. Druck und Temperatur am Spalteintritt können anhand der vorgegebenen Randbedingungen berechnet werden. Abhängig von der Machzahl am Austritt kann der Druck an diesem Ort größer oder gleich der Umgebungsdruck sein. Aus diesem Grund wird die Randbedingung am Spaltaustritt während der Iteration mit dem vorgegebenen statischen Druck analog zur 1D-Berechnung angepasst. Um die Konvergenz und Stabilität der Berechnung zu verbessern, muss der Einfluss des Druckes auf die Geschwindigkeit implizit betrachtet werden. Die genaue Implementierung ist in [85] und [43] erklärt. Der Programmablauf ist nicht identisch mit dem SIMPLE-Verfahren. In der inneren Iteration wird die Korrektur des Strömungsfeldes wiederholt, bis das Ungleichgewicht des Massenflusses eliminiert wird. Danach werden die Energiegleichung und die Zustandsgleichung gelöst. Die Temperatur und die Dichte werden ebenfalls aktualisiert. Der Prozess endet, wenn die Änderung des Druckes zwischen zwei äußeren Iterationen weniger als 0,1% ist. Die wesentlichen Schritte sind unten aufgelistet.

1. Beginn der Berechnung mit einer geschätzten Verteilung von \mathbf{U} , T und p im Ringspalt.
2. Bestimmen der Dichte anhand p , T nach dem idealen Gasgesetz.
3. Berechnen der Koeffizienten a^U und Quellterm $S^{U,W}$ für die Impulsgleichung aus den vorhandenen Variablen; Erstellen und Lösen der Impulsgleichung 2.81 für die Geschwindigkeitsverteilung.
4. Erstellen und Lösen der Druckkorrekturgleichung 2.94. Aktualisieren des Druckfeldes.
5. Erstellen und Lösen der Energiegleichung 2.83, um das Temperaturfeld zu bestimmen.
6. Wiederholen der Schritten 2 bis 5 bis das Konvergenzkriterium erreicht ist.

2.3 Modellierung der mechanischen Deformation

Die mechanische Deformation in dieser Arbeit wird hauptsächlich mit ANSYS berechnet. Basierend auf [86–88] werden in diesem Abschnitt die Grundlagen für die numerische Berechnung im Bereich Festkörpermechanik kurz erklärt. Des Weiteren werden die analytischen Lösungen für ringförmige und tellerförmige Bauteile erläutert.

2.3.1 Theoretische Grundlage und die Finite-Elemente-Methode

Anders als in der Strömungsmechanik wird in der Festkörpermechanik die *Lagrangesche Betrachtungsweise* verwendet. Zu betrachten ist eine Masse aus materiellen Punkten, deren Weg eine Funktion der Zeit ist. Angenommen \mathbf{X} ist die Referenzkonfiguration des materiellen Punkts \mathcal{P} und $\mathbf{x}(\mathbf{X}, t)$ ist der Ortsvektor von \mathcal{P} zum Zeitpunkt t . Die Verschiebung ist gleich $\mathbf{u}(\mathbf{X}, t) = \mathbf{x}(\mathbf{X}, t) - \mathbf{X}$. Daraus folgt die Definition für die Geschwindigkeit \mathbf{v} .

$$\mathbf{v} = \left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right|_{\mathbf{X}} = \dot{\mathbf{u}} \quad (2.95)$$

An diese Stelle sei angemerkt, dass hier \mathbf{u} die Deformation und \mathbf{v} die Geschwindigkeit beschreibt, während in den vorherigen Kapiteln, wie in der Strömungsmechanik üblich ist, die Geschwindigkeit mit u bezeichnet wird. Die Erhaltungsprinzipien für Masse, Impuls und Energie gelten ebenfalls für Festkörper. Dabei ist die Massenerhaltung in Lagrangescher Betrachtung automatisch erfüllt. Die Impuls- und Energieerhaltung können wie folgt formuliert werden.

Impulsbilanz:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{v} dV = \int_S \mathbf{T}_R \mathbf{n} dS + \int_V \rho \mathbf{k} dV \quad (2.96)$$

Energiebilanz:

$$\frac{d}{dt} \int_V \left(\frac{1}{2} \left[\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}}{2} + e \right] \right) \rho dV = \int_V \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{k} dV + \int_V \rho \psi dV + \int_S \mathbf{v} \cdot (\mathbf{T} \mathbf{n}) dS - \int_S \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} ds \quad (2.97)$$

ψ ist die Wärmezufuhr per Masseneinheit. Der Spannungstensor \mathbf{T}_R in der Impulsbilanz ist der sogenannte erste Piola-Kirchhoffsche Spannungstensor und wird folgend definiert

$$\mathbf{T}_R = (\det \mathbf{F}) \mathbf{T} \mathbf{F}^{-\top} \quad (2.98)$$

mit $\mathbf{F} = \nabla \mathbf{u} + \mathbf{I}$ und dem Cauchyschen Spannungstensor für ein linear-elastisches isotropes Material

$$\mathbf{T} = 2G \left(\mathbf{E} + \frac{\nu}{1 - 2\nu} (\text{sp} \mathbf{E}) \mathbf{I} \right) \quad (2.99)$$

G ist der Schubmodul und ν die Querkontraktionszahl (Poissonzahl). Für kleine Verschiebungen und Verzerrungen kann der nichtlineare Term $\nabla \mathbf{u} \cdot (\nabla \mathbf{u})^\top$ vernachlässigt werden. Dadurch geht der Greensche Verzerrungstensor $\mathbf{E} = \frac{1}{2}(\mathbf{F} \mathbf{F}^\top - \mathbf{I})$ in den Cauchyschen

Verzerrungstensor $\mathbf{E}_C = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^\top]$ über. Die Gleichung 2.99 entspricht der verallgemeinerten Darstellung des Hookeschen Gesetzes.

Die Finite-Element Formulierung des Gleichungssystems in ANSYS basiert auf der Prinzip der virtuellen Arbeit. Die Details dazu sind in [87, 88] beschrieben. Für einen Körper, der sich im Gleichgewicht befindet, muss die Änderung der virtuellen Arbeit einer inneren Kraft (die Spannungsenergie) durch eine identische Änderung der virtuellen Arbeit einer äußeren Kraft ausgeglichen werden. Dies entspricht der schwachen Form der Impulsbilanz. Für ein lineares Material- und Geometrieverhalten ergibt sich

$$\int_V \delta (\mathbf{E}^\top \mathbf{C} \mathbf{E} - \mathbf{E}^\top \mathbf{C} \boldsymbol{\epsilon}^{th}) dV = \int_S \delta \mathbf{u}^\top \mathbf{t} dS + \int_V \delta \mathbf{u}^\top \rho \mathbf{k} dV + \int_V \delta \mathbf{u}^\top \rho \dot{\mathbf{v}} dV \quad (2.100)$$

mit der Elastizitätsmatrix \mathbf{C} und der thermischen Verzerrung $\boldsymbol{\epsilon}^{th}$.

Statt FVM für die Strömungsberechnung wird das zu betrachtende Rechenggebiet mit der Finite-Elemente-Methode diskretisiert. Die globale Verschiebung \mathbf{u} wird durch einer Formfunktion \mathbf{N} auf einem lokalen normierten Gebiet zu \mathbf{q} transformiert. Die Verschiebung innerhalb eines finiten Elements kann daher in lokalen Koordinatensystem wie folgt ausgedrückt werden

$$\mathbf{u} = \mathbf{N} \mathbf{q} \quad (2.101)$$

Weiterhin kann der Verzerrungstensor ebenfalls durch \mathbf{q} beschrieben werden als

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \mathbf{q} \quad (2.102)$$

Die Matrix \mathbf{B} basiert auf der Formfunktion \mathbf{N} und wird als Verzerrungsverschiebungsmatrix bezeichnet. Daher kann die virtuelle Arbeit der inneren Kraft im lokalen Koordinatensystem wie folgt ausgedrückt werden

$$\int_V \delta \mathbf{q}^\top (\mathbf{E}^\top \mathbf{C} \mathbf{E} - \mathbf{E}^\top \mathbf{C} \boldsymbol{\epsilon}^{th}) dV = \delta \mathbf{q}^\top \underbrace{\int_V \mathbf{B}^\top \mathbf{C} \mathbf{B} dV}_{\mathbf{K}} \mathbf{q} - \delta \mathbf{q}^\top \underbrace{\int_V \mathbf{B}^\top \mathbf{C} \boldsymbol{\epsilon}^{th} dV}_{\mathbf{F}^{th}} \quad (2.103)$$

In dieser Weise ergibt sich die Diskretisierung für Gleichung 2.100

$$\delta \mathbf{q}^\top [\mathbf{F} + \mathbf{M} \ddot{\mathbf{q}}] = \delta \mathbf{q}^\top [\mathbf{K} \mathbf{q} - \mathbf{F}^{th}] \quad (2.104)$$

Die Matrix $\mathbf{M} = \int_V \rho \mathbf{N}^\top \mathbf{N} dV$ wird als Massenmatrix bezeichnet. In der Matrix \mathbf{F} sind die Oberflächen- und Volumenkräfte enthalten. Sie sind unabhängig von der Knotenverschiebung \mathbf{q} . Da $\delta \mathbf{q}$ eine beliebige Größe sein kann, muss die folgende Bedingung erfüllt werden

$$\mathbf{M} \ddot{\mathbf{q}} - \mathbf{K} \mathbf{q} - \mathbf{F}^{th} + \mathbf{F} = 0 \quad (2.105)$$

Mit dem Zusammenhang $\dot{\mathbf{u}} = \mathbf{v}$ und einer zeitlichen Diskretisierung kann aus Gleichung 2.105 ein lineares Gleichungssystem analog zu Gleichung 2.84 generiert werden. Die Geschwindigkeit und die Verschiebung lassen sich daraus berechnen.

2.3.2 Analytischer Lösungsansatz

Für einfache Geometrien lassen sich die im letzten Abschnitt beschriebenen Modelle analytisch lösen. Dies hat den Vorteil, dass der Rechenaufwand minimal ist. In diesem Abschnitt wird die Belastung auf die Dichtungsteile untersucht. Es werden Vereinfachungen für die Belastung und Geometrie getroffen, um eine analytische Lösung zu erzielen. Wie in Abbildung 1.1 gezeigt sind der Dichtring und der Kammerteil die Hauptbauteile für die Dichtfunktion. Während des Betriebs werden sie thermisch und mechanisch belastet. Ein Querschnittprofil und die mechanische Belastung für ein Dichtungselement sind in Abbildung 2.11 schematisch dargestellt. Die Federkraft garantiert einen sicheren Kontakt zwi-

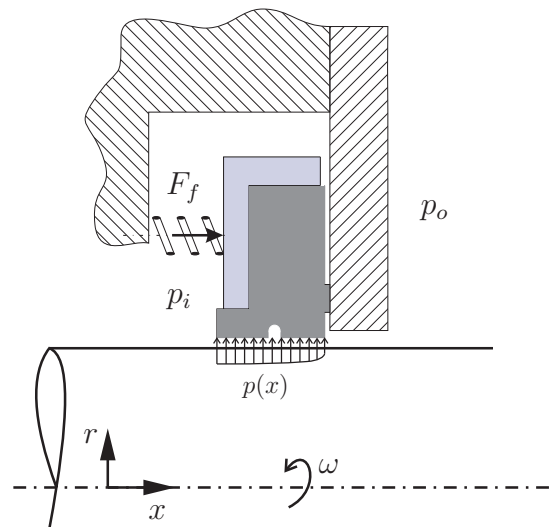


Abbildung 2.11: Die zu betrachtende Struktur und die mechanische Belastung

schen dem Dichtring und dem Kammerteil, damit keine Leckage durch die Nebendichtung möglich ist. Sie beträgt wenige Newton. Im normalen Betrieb mit einer Druckdifferenz deutlich über 10bar ist diese Kraft im Vergleich mit der Druckbelastung irrelevant. Daher kann sie vernachlässigt werden. Da die Druckverteilung auf der linken Seite im Kammerteil kaum einen Einfluss auf das Dichtverhalten hat, wird diese an dieser Stelle ebenfalls nicht betrachtet. Eine detaillierte mechanische Belastung jeweils für den Dichtring und das Kammerteil kann in Abbildung 2.12 dargestellt werden. Die ungleichmäßige Druckverteilung im exzentrischen Ringspalt führt zu einer Kraft, die den Dichtring wieder zentrisch zur Welle schiebt. Diese Kraft ist im Gleitlagerbereich bekannt als Lomakin-Kraft. Die resultierende Drucklastverteilung und die Kraft auf dem Dichtring führt zu einer Drehung um die Kontaktfläche. Andererseits kann das Kammerteil beim hohen Prozessdruck gebogen werden. Der Dichtring verformt sich nach der Deformation des Kammerteils. In Abbildung 2.12(a) erkennt man, dass das Moment von der in radialer Richtung und der in axialer Richtung resultierenden Kraft gegeneinander wirkt. Daher kann angenommen werden, dass die Deformation vom Dichtring durch das Drehmoment eine untergeordnete Rolle spielt. Die Drehung folgt nach der Kontaktfläche bzw. die Biegung des Kammerteils. Es bleibt nur die radiale mechanische Belastung zu berücksichtigen. Zusätzlich wird der Querschnitt der Dichtringgeometrie zu einem Rechteck vereinfacht. Die Titanbandage und

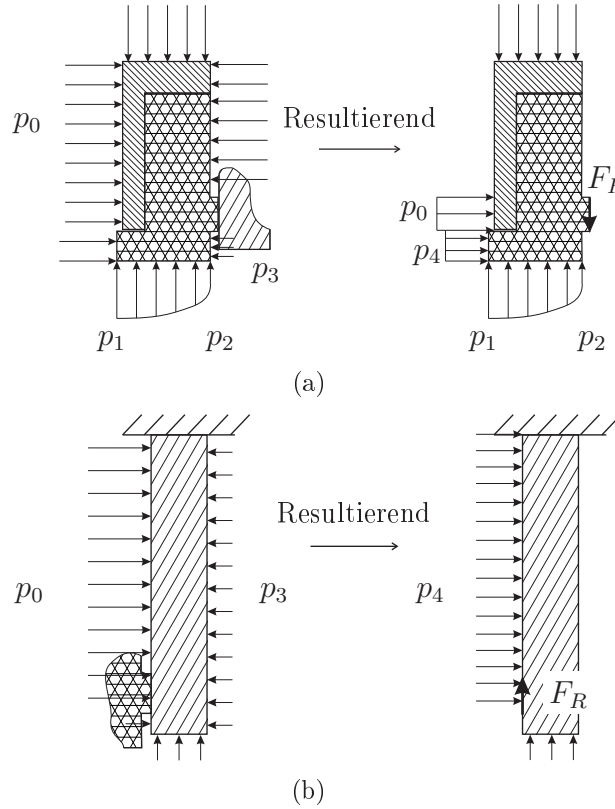


Abbildung 2.12: Resultierende mechanische Belastung auf Dichtring (a) und Kammerteil (b)

der Kohlering werden durch eine Presspassung verbunden. Die Skizze in Abbildung 2.13 zeigt die vereinfachte Geometrie und die darauf wirkende Druckbelastung. Die Theorie dafür findet man in den Lehrbüchern für technische Mechanik (z. B. [89]). Es wird davon ausgegangen, dass die Materialien linear-elastisch sind. Diese Annahme gilt für alle Bauteile in dieser Arbeit. In der $\theta - r$ Ebene in Abbildung 2.13 ergibt sich

$$\sigma_\theta = \sigma_r + r \frac{d\sigma_r}{dr} \quad (2.106)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z)] \\ \varepsilon_\theta &= \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_z)] \end{aligned} \quad (2.107)$$

Außerdem gilt:

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr}, \quad \varepsilon_\theta = \frac{u}{r} \quad (2.108)$$

Aus 2.106-2.108 kann die Verschiebung und die Spannung analytisch berechnet werden

$$u = \frac{1}{E} \left[(1 - \nu)C_1 r - (1 - \nu) \frac{C_2}{r} - \nu \sigma_z r \right] \quad (2.109)$$

$$\sigma_r = C_1 + \frac{C_2}{r} \quad (2.110)$$

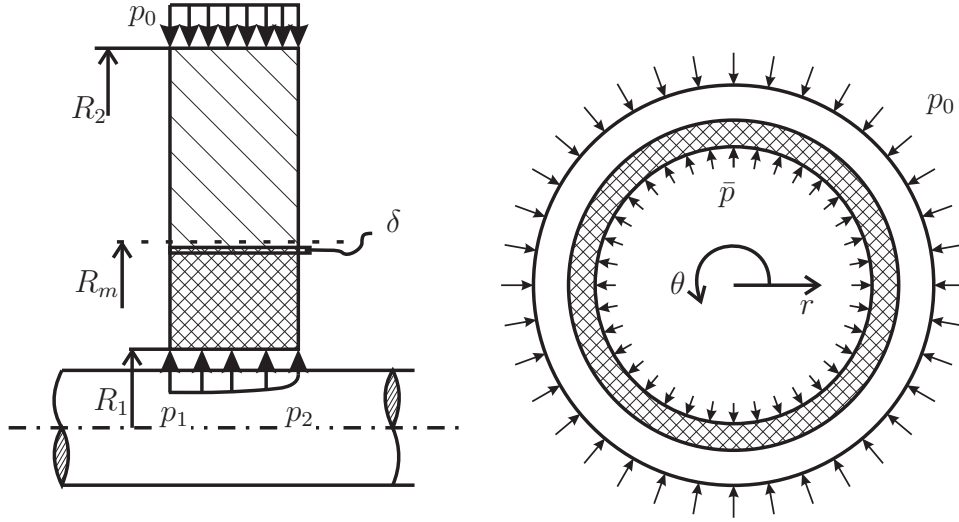


Abbildung 2.13: Skizze für die Berechnung der Deformation in radialer Richtung mit Berücksichtigung der Presspassung

$$\sigma_{\theta} = C_1 - \frac{C_2}{r} \quad (2.111)$$

Wie in Abbildung 2.13 dargestellt, werden die folgenden Randbedingungen erfüllt

1. $\sigma_z = 0$, keine Belastung in axialer Richtung
2. $\sigma_{rK} = \sigma_{rT}$ bei der Kontaktfläche $r = R_m$
3. $u_{T(r=R_m)} - u_{B(r=R_m)} = \delta$, die Differenz der Verschiebung ist gleich dem Übermaß
4. $\sigma_{rT(r=R_{Ta})} = p_0$, der Betriebsdruck am äußeren Rand der Titanbandage
5. $\sigma_{rK(r=R_{Ki})} = \bar{p}$, der mittlere Strömungsdruck am inneren Rand des Kohlerings

Mit den Materialdaten von Titan und Kohlenstoff [90] können die Konstanten C_1 und C_2 bestimmt werden. Die Verschiebung und die Spannung im Dichtring lässt sich abhängig vom Radius berechnen. Als weiteres wird die Reibungskraft auf der Kontaktfläche berücksichtigt. Ist die radiale Druckbelastung größer als die Reibungskraft F_R , deformiert der Dichtring nach der vorherigen Berechnung. Anderenfalls wird diese radiale Deformation vernachlässigt.

Wie in Abbildung 2.12(b) gezeigt, ist das Kammerteil eine kreisförmige Platte. Young [91] fasste die Formeln für die Berechnung von der mechanischen Spannung und Verschiebung im Anwendungsbeispiel zusammen. Allerdings hat eine axiale Verschiebung keinen Einfluss auf die Spaltströmung. Man interessiert sich nur für die radiale Spaltänderung. Daher wird der Neigungswinkel für das Kammerteil betrachtet. Für den Fall in Abbildung 2.12(b) kann der Neigungswinkel nach [91] wie folgt berechnet werden

$$\theta = \theta_b F_4 + M_{rb} \frac{r}{D} F_5 + Q_b \frac{r^2}{D} F_6 - q \frac{r^3}{D} G_{14} \quad (2.112)$$

Die Biegesteifigkeit D ist definiert als

$$D = \frac{Et^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (2.113)$$

Darin sind F und G von Young [91] definierte Funktionen, die von der Position der Streckenlast abhängig sind (siehe Anhang A.2). Mit der geometrischen Analyse kann der Neigungswinkel auf die Spaltgeometrie übertragen werden. Zusammen mit der Deformation des Dichtrings erhält man die Änderung der Spaltgeometrie im Betriebszustand. Es wird eine neue Spaltgeometrie bestimmt. Die neue Spalthöhe kann mit dem 1D oder 2D-Modell gekoppelt werden, um die Strömungsberechnung im Betrieb zu verbessern.

2.4 Kopplung von Fluid und Struktur mit ANSYS Multifield Löser

Die Kopplung von Fluid und Struktur wird in ANSYS durch die zusammengehörenden Ränder realisiert. Ein Interface wird für die Datenübertragung definiert. ANSYS verwendet einen Multifield Löser - multiple code coupling (MFX), der eine Übertragung der Oberflächenbelastung (z. B. Verschiebung, Temperatur, Kraft) zwischen dem Strömungs- und dem Strukturfeld erlaubt. Außerdem müssen Randbedingungen für die Grenzfläche definiert werden, um die zwei gekoppelten Gleichungssysteme zu lösen. Aus der Wandhaftbedingung müssen die folgende Dirichlet und Neumann Bedingung erfüllt werden [92]

$$\mathbf{u}^f = \mathbf{u}^s, \quad \mathbf{T}^f \mathbf{n} = \mathbf{T}^s \mathbf{n} \quad (2.114)$$

Die Geschwindigkeit des Fluids auf der Wandgrenzfläche muss identisch mit der Wandgeschwindigkeit sein. Dies gilt auch für die Spannungsvektoren an der Wandgrenzfläche. Wenn thermische Effekte eine Rolle spielen, müssen zusätzliche Randbedingungen für die Temperatur und den Wärmestrom definiert werden.

$$T^f = T^s, \quad \mathbf{q}^f = \mathbf{q}^s \quad (2.115)$$

Eine Deformation des Rechengebietes nach der Zeit erfordert eine Modifikation der Gleichungen für das Strömungsgebiet zu

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_S \rho(\mathbf{u} - \mathbf{u}^G) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.116)$$

$$\int_V \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u}(\mathbf{u} - \mathbf{u}^G) \cdot \mathbf{n} dS = \int_V \rho \mathbf{k} dV + \int_S \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.117)$$

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_S \rho \phi(\mathbf{u} - \mathbf{u}^G) \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot \mathbf{n} dS + \int_V S_\phi dV \quad (2.118)$$

Die tatsächliche Transportgeschwindigkeit ist die Differenz zwischen der Strömungsgeschwindigkeit und der Geschwindigkeit der Gitterbewegung \mathbf{u}^G . Die Gittergeschwindigkeit

\mathbf{u}^G ist in den meisten praktischen Anwendungen nicht bekannt und wird aus der Positionsänderung des Gitterknotens rekonstruiert. Um Fehlerquellen nach der Diskretisierung zu vermeiden, muss die folgende geometrische Erhaltungsgleichung für jedes Kontrollvolumen erfüllt werden.

$$\frac{d}{dt} \int_V dV = \int_S \mathbf{u}^G dS \quad (2.119)$$

Dabei wird sicher gestellt, dass ein beliebig bewegtes Gitter das Geschwindigkeitsfeld der Strömung nicht beeinflusst. Die Gleichung wird als *Space Conservation Law* [93] oder *Geometric Conservation Law* [94] bezeichnet.

In ANSYS ist die Berechnung für das Strömungsgebiet und die Struktur unabhängig voneinander. Das zu lösende Gleichungssystem und die Lösungsmethode werden separat behandelt. Der MFX Löser dient dazu, die beiden physikalischen Felder zu kombinieren. Er bietet die Möglichkeiten, die Berechnung von der Strömung und der Struktur seriell oder gleichzeitig durchzuführen. Der Datenaustausch (Last und Verschiebung) findet im erstgenannten Fall nach jedem Zeitschritt statt. Dagegen erlaubt die zweite Variante die Kopplung innerhalb des Zeitschrittes. Die beiden Lösungsansätze werden in Abbildung 2.14 skizziert. Außerdem kann die Simulation abhängig von der Zeitskala jeweils für die

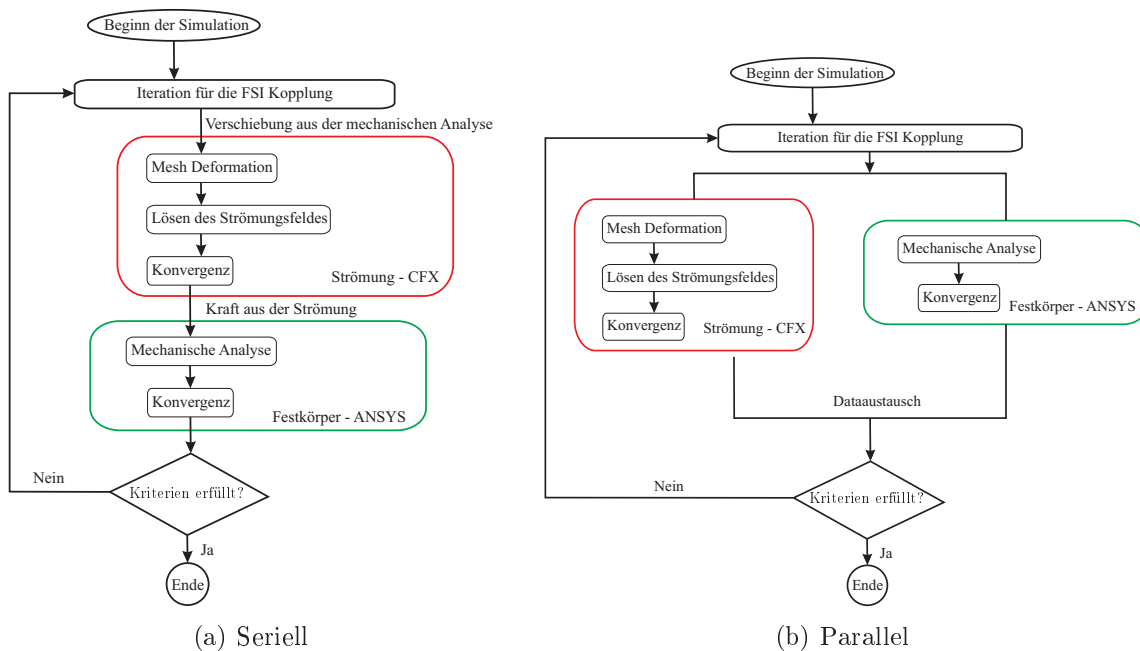


Abbildung 2.14: Lösungsansätze in ANSYS

Strömung und den Festkörper transient oder stationär durchgeführt werden. Da diese Arbeit den stabilen Betriebszustand betrachtet, werden stationäre Simulationen für die beiden Felder ausgewählt. Die Kraft aus dem Strömungsfeld wird zum Strukturfeld übertragen und die Verschiebung in der umgekehrten Richtung. Ein anderer Grund dafür ist der große Rechenaufwand wegen der erforderlichen hohen Gitterauflösung im Spaltbereich und kleinen zeitlichen Diskretisierung. Da die Deformation durch die Druckverteilung der

Strömung entsteht, wird zuerst das Strömungsfeld berechnet. Es wird eine maximale Anzahl der Iterationen vorgegeben, so dass die Änderung der Verschiebung innerhalb den Iterationen einen kleinen Grenzwert erreicht. Die gleiche Vorgehensweise ist in den 2D bzw. 1D vereinfachten Modellen implementiert. Der einzige Unterschied ist der Einsatz von analytischen Modellen statt numerischen Modellen.

3 Verifikation und Validierung der Strömungssimulation

In diesem Kapitel werden die Verifikation und die Validierung hinsichtlich der Strömungsberechnung durchgeführt. Die Ergebnisse einer numerischen Simulation enthalten immer Fehler und Unsicherheiten. Laut [95] gibt es hauptsächlich drei Fehlerquellen: unzureichende räumliche und zeitliche Diskretisierung, unzureichende Konvergenz, Bedienfehler und Programmfehler. Die Ermittlung und die Qualifizierung von Fehlern und Unsicherheiten bezeichnet man als Verifikation und Validierung. Im Bereich der CFD wird in der Regel die Definition der beiden Ausdrucksweisen nach [96] verwendet. Roache [97] bezeichnete den Ausdruck „die Gleichung richtig lösen“ für die Verifikation und „die richtige Gleichung lösen“ für die Validierung. Eine wichtigste Methode für die Verifikation ist die Verfeinerung des Rechengitters und die Reduzierung des Zeitschrittes. Dabei wird der Diskretisierungsfehler minimiert. Für die Validierung werden meistens die Simulationsergebnisse mit Messdaten verglichen.

Die 3D-Berechnungen werden in dieser Arbeit mit dem kommerziellen Programm ANSYS CFX durchgeführt. Es wird davon ausgegangen, dass das Programm selbst verifiziert wird und keinen Programmfehler enthält. Die Verifikation erfolgt in erster Linie durch eine Gitterverfeinerung. Es wird sichergestellt, dass die Einstellungen (Randbedingungen, Turbulenzmodell usw.) richtig sind und die Berechnung konvergiert. Die gleiche Vorgehensweise gilt für das 2D-Modell mit der Bulk-Theorie. Die Validierung der Simulationsergebnisse erfolgt in zwei Schritten. Aufgrund der Vereinfachungen im 2D und 1D Modell wird zuerst die Modellunsicherheit von den beiden Modellen untersucht, indem dessen Ergebnisse der 3D-Simulation gegenübergestellt werden. Danach werden alle Ergebnisse mit den Messdaten verglichen. Die Zielkenngröße ist der dimensionslose Durchfluss ψ . Er wird zusammen mit den Zustandsgröße und Spaltgeometrie am Eintritt definiert

$$\psi = \frac{\dot{m}\sqrt{RT_0}}{A_0 p_0} \quad (3.1)$$

3.1 Modellerstellung in CFX

Es wird im ersten Schritt eine konzentrische Lagerposition der Welle und des Dichtrings betrachtet. Wegen der Axialsymmetrie ist es ausreichend, nur ein Segment in der Umfangs-

richtung zu betrachten. Es wird eine periodische Randbedingung auf den Seitenflächen definiert. Der Querschnitt und die entsprechenden Randbedingungen werden in Abbildung 3.1 dargestellt. Das Betriebsmedium im Versuch ist Luft. Sie wird in der Simulation als

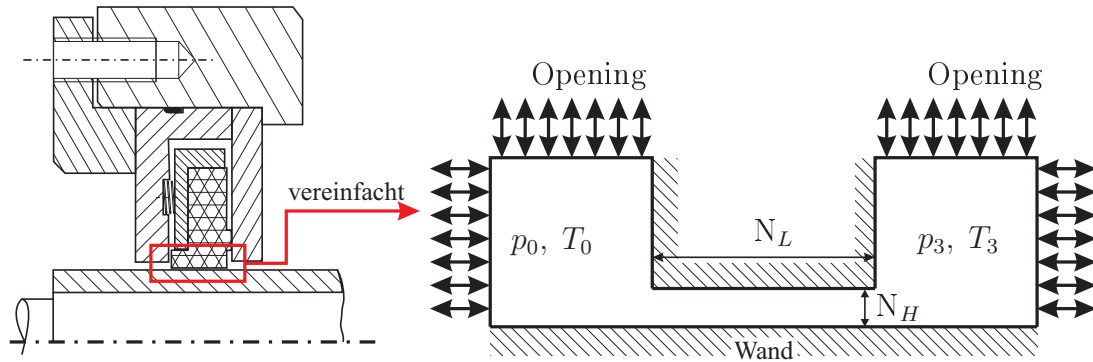


Abbildung 3.1: Darstellung des Rechengebiets und die Definition der Randbedingungen für die 3D-Berechnung

ein ideales Gas behandelt und besitzt die Eigenschaften eines Newtonschen Fluides. Die Einstellung in ANSYS CFX wird in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Um den Einfluss der

Tabelle 3.1: Randbedingungen für die Strömungssimulation

Fluid	Luft als ideales Gas
Prozessseite	Totaldruck 40bar, Totaltemperatur 20°C $Tu = 5\%$ für turbulenten Fall
Umgebungsseite	statischer Druck 1bar, statische Temperatur 20°C
Wand	Haftbedingung automatische Wandbehandlung für turbulente Strömung
Seitenflächen	periodische Randbedingung
Turbulenzmodell	Standard Shear Stress Transport (SST) (mit automatischer Wandbehandlung)

Wandrauheit in der weiteren Untersuchung zu quantifizieren, betrachtet die Berechnung die Wände in diesem Kapitel als glatt. Das Lösungsgebiet wird in einer Blockstruktur aus quaderförmigen Elementen mit dem Programm ICEM CFD vernetzt. Es bietet vielfältige Möglichkeiten für die Gittereinstellung. Abhängig von der Druckdifferenz kann die Strömung laminar oder turbulent sein. Das SST-Modell wird für eine turbulente Strömung eingesetzt. Dazu sind Randbedingungen für die Turbulenzgrößen k und ε notwendig. Der hier vorgegebene Turbulenzgrad Tu bezeichnet das Verhältnis zwischen der gemittelten Geschwindigkeitsfluktuation und der Referenzgeschwindigkeit. Die Referenzgeschwindigkeit wird durch eine Flächenmittlung der Eintrittsgeschwindigkeit bestimmt. Der Turbulenzgrad ist definiert als

$$Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_{ref}} = \frac{\sqrt{2/3k}}{U_{ref}} \quad (3.2)$$

Da die Größe von Tu nicht bekannt ist, wird eine mittlere Turbulenzstärke angenommen. Dieser Wert sinkt entlang der Strömungsrichtung schnell ab. In der großen Kammer vor dem Spalteintritt hat er eine geringe Wirkung auf die Spaltströmung. Die Untersuchung für die Gitterunabhängigkeit und Tu wird in den folgenden Abschnitten dargestellt. Für die Berechnung mit der 2D Bulk-Theorie wird die Turbulenz mit der Wandschubspannung berücksichtigt. Daher ist keine turbulente Randbedingung notwendig.

3.2 Verifikation der Simulationsmodelle

Dieser Abschnitt stellt die Verifikation des 3D-Modells für turbulente Strömungen dar. Um den Modellfehler zu vermeiden, wird die Spalthöhe und Druckdifferenz so ausgewählt, dass die Strömung turbulent ist.

Wegen der kleinen Spalthöhe ist eine feine Gitterauflösung im Spalt erforderlich. Um die Genauigkeit der Lösung zu gewährleisten darf die Volumenänderung zwischen den benachbarten Gitterelementen im ganzen Strömungsgebiet nicht zu groß sein. Daher wird in dieser Arbeit das Expansionsverhältnis der Zellengröße auf dem Wert 2 begrenzt. Besonders für das Austrittsgebiet ist der hohe Geschwindigkeitsgradient aufgrund der Expansion nach dem Spaltaustritt. Es wird nach jeder Berechnung das Strömungsfeld mit einer Konturdarstellung überprüft, um den Gittereinfluss zu minimieren. Allerdings wird der berechnete Durchfluss wegen der expliziten Strömungseigenschaften hauptsächlich von der Gitterauflösung in Spalt beeinflusst. Zu untersuchen ist die Änderung der Leakage in Bezug auf die Verfeinerung des Gitters in diesem Bereich. Es ist sinnvoll die Gitterauflösung nach der Elementzahl im Bereich Dichtspalt darzustellen. Abbildung 3.2 zeigt ein nahezu unabhängiges Ergebnis bei einer Gitterauflösung mit 21 Elementen für die Spalthöhe und 400 Elementen für die Spaltlänge. In Tabelle 3.2 wird zusätzlich der maximale Wert von y^+ im

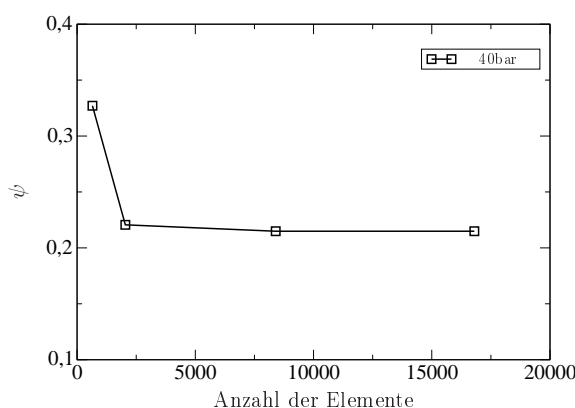


Abbildung 3.2: Gitterstudie

Spalt dargestellt. Sie liegen deutlich unter dem in Kapitel 2 erwähnten kritischen Übergangsbereich. Daher wird in den weiteren Untersuchungen die Elementgröße für den Spalt nach dieser Tabelle orientiert. Die Gitterauflösung für die Ein- und Austrittskammer wird dazu angepasst. Eine weitere Untersuchung für den Einfluss des Turbulenzgrads wird in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass ein Schätzwert von $T_u = 1 \dots 10\%$ keinen

Tabelle 3.2: Gitterstudie für die 3D Berechnung

Gittergröße ($N_H \times N_L$)	Durchflussbeiwert ψ	y_{max}^+
13×50	0,327	5,4
17×120	0,221	2,9
21×400	0,215	2,7
30×800	0,215	2,2

Einfluss auf die Leakage ausübt. Daher wird die Randbedingung für den Turbulenzgrad nach dem Vorgabewert von ANSYS CFX von 5% definiert.

Tabelle 3.3: Untersuchung der Turbulenzrandbedingung

Turbulenzgrad (T_u)	1%	5%	10%
Durchflussbeiwert	0,215	0,215	0,215

Die Strömungsgrößen im 2D-Modell mit der Bulk-Theorie sind in radialer Richtung gemittelt. Aus diesem Grund ist keine Diskretisierung in dieser Richtung erforderlich. Außerdem wird angenommen, dass die Oberflächen von Dichtring und Wellenhülse glatt sind. Der Reibungsbeiwert nach Blasius wird für die Bulk-Theorie nach Gleichung 2.69 angepasst.

Zuerst wird die Gitterunabhängigkeit anhand eines konzentrischen Kreisringspalts mit einer Differenz des Radius von $h = 55\mu\text{m}$ untersucht. In den weiteren Untersuchungen wird die Geometrie mit einer Exzentrizität von $e = 33\mu\text{m}$ geändert. Die passende Gitterauflösung in der axialen Richtung aus der ersten Untersuchung wird beibehalten. Es wird nur die Elementzahl in der Umfangsrichtung variiert. Tabelle 3.4 fasst die drei Gittertypen für den konzentrischen und exzentrischen Kreisringspalten zusammen. Eine Druckdifferenz von $\Delta p = 40\text{bar}$ wird als Randbedingung definiert. Unter dieser Bedingung ist die Strömung turbulent und die Geschwindigkeit am Austritt erreicht die Schallgeschwindigkeit. Abbildung 3.4 stellt das Ergebnis der beiden Untersuchungen dar. Die Verfeinerung des Gitters hat generell nur einen geringen Einfluss auf die Leakage. Jedoch zeigt die Kontur der Druckverteilung einen deutlichen Unterschied. Eine schnelle Druckabsenkung stromabwärts ist bei der groben Gitterauflösung (Typ 1) zu beobachten. An der engsten und weitesten Stelle ist diese Abweichung eindeutig zu erkennen. Aus diesem Grund werden 72 Elemente in der Umfangsrichtung eingesetzt.

Man erkennt aus dieser Gitterstudie zusätzlich einen Einfluss der Exzentrizität auf die Leakage. In Abbildung 3.4(a) ist eine leichte Erhöhung des Durchflusskoeffizientes durch Variation der Exzentrizität zu erkennen. Weitere Untersuchungen für die Exzentrizität werden im nächsten Kapitel diskutiert.

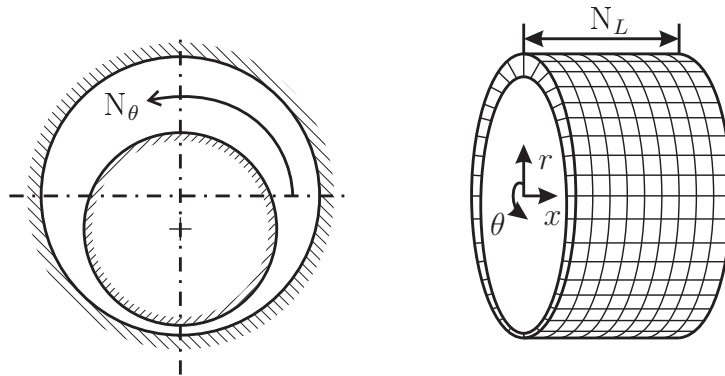


Abbildung 3.3: Diskretisierung für die 2D Berechnung

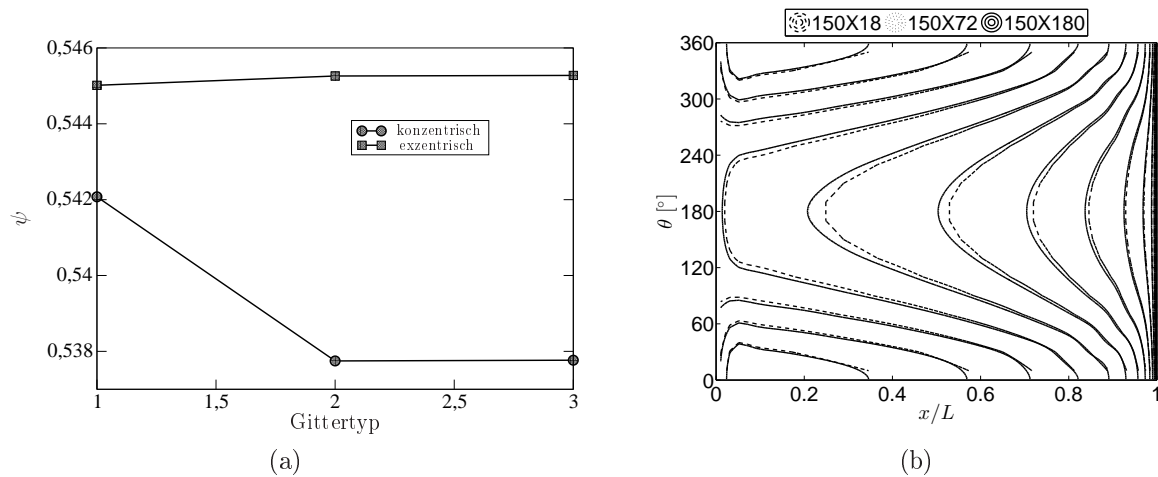


Abbildung 3.4: Gitterstudie für die 2D Berechnung nach Gittertypen in Tabelle 3.4
links: Durchflussbeiwert in Abhängigkeit der Gitterauflösung, rechts: Druckverteilung im Spalt mit Gitterauflösungen $N_L \times N_\theta$

3.3 Validierung der Modelle mit Messdaten

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Unsicherheit der Modellbildung untersucht. Durch Vereinfachungen bringen die 2D- und 1D-Modelle gegenüber dem 3D-Modell mehr Unsicherheiten mit sich. Hier werden zunächst die Ergebnisse des Modells mit denen aus dem 3D-Modell verglichen. Die Berechnungen werden für Spalthöhen h zwischen 12 und $88\mu\text{m}$ jeweils bei Druckdifferenzen zwischen 20 und 30bar durchgeführt. In Abbildung 3.5 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Für eine Spalthöhe größer als $12\mu\text{m}$ ändert sich der Durchflussbeiwert von allen Modellen wenig nach der Druckdifferenz. Bei $12\mu\text{m}$ zeigt der vom 1D Modell berechnete Druck weiterhin kaum Einfluss auf den Durchflussbeiwert. Im Gegensatz dazu nimmt der Durchflussbeiwert mit dem 2D- und 3D-Modell mit einer sinkenden Druckdifferenz leicht ab. Der Grund liegt vermutlich an der Modellbildung und Lösungsmethode. Im Vergleich zu der Machzahlgleichung liegen die zu lösende Gleichungssysteme vom 2D- und 3D-Modell näher beieinander. Außerdem verwendet sowohl das 2D-

Tabelle 3.4: Definition des Netzes im Ringspalt

Gittertyp	Typ 1	Typ 2	Typ 3
konzentrisch (N_L)	50	150	250
exzentrisch ($N_L \times N_\theta$)	150×18	150×72	150×180

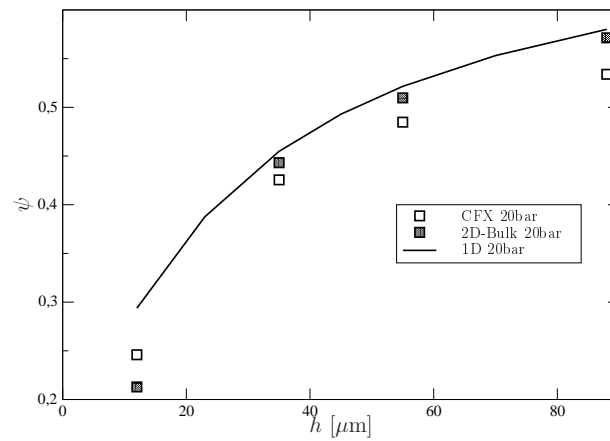
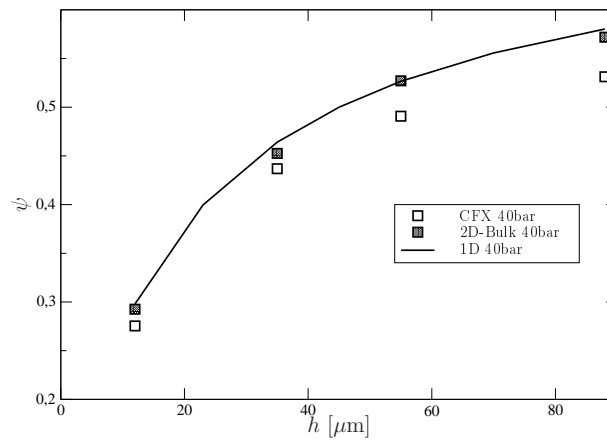
(a) $\Delta p = 20\text{bar}$ (b) $\Delta p = 40\text{bar}$

Abbildung 3.5: Vergleich des Durchflussbeiwertes aus verschiedenen Modellen

als auch das 3D-Modell die FVM für die Diskretisierung. Im 1D-Modell wird das Runge-Kutta-Verfahren für die Lösung der Machzahlgleichung eingesetzt. Ein anderer Aspekt ist, dass sich die Fläche A_0 in Gleichung 3.1 mit einer abnehmenden Spalthöhe verkleinert. Dadurch wird der Unterschied vom tatsächlichen Durchfluss durch den Durchflussbeiwert vergrößert dargestellt. Der Effekt der Druckabhängigkeit lässt mit steigender Spalthöhe nach. Bei $88\mu\text{m}$ Spalthöhe ist eine eindeutige Unabhängigkeit von der Druckdifferenz in allen Modellen zu erkennen. Im Allgemeinen führen die vereinfachten 2D- und 1D-Modelle zu einem höheren Durchflussbeiwert als das 3D Modell. Eine Abweichung lässt sich abhängig von der Druckdifferenz und Spalthöhe beobachten. Je größer die Druckdifferenz und die Spalthöhe sind, desto stärker ist die Abweichung. Im 2D- und 1D-Modell wird der Geschwindigkeitsgradient im Spalt durch den Reibungsbeiwert erfasst. Dabei geht man von einer voll entwickelten Strömung aus. Es ist aber bekannt, dass die Strömung beim Eintritt eines Rohres durch die Strahleinschnürung und die verstärkte Fluidreibung einen erhöhten Druckverlust verursacht. Da die 1D- und 2D-Modell die Geschwindigkeit in radialer Richtung vernachlässigen, wird die Strömung am Spalteintritt und -austritt schlechter abgebildet. Die Folge ist eine Überschätzung der vorhergesagten Leckage. Aufgrund der scharfkantigen Spaltgeometrie am Eintritt ist eine Strahleinschnürung im Dichtspalt nicht zu vermeiden. Dies kann mit einer Stromlinie aus der 3D-Simulation in Abbildung 3.6 dargestellt werden. Um diesen Eintrittsverlust erfassen zu können, wird ein zusätzlicher

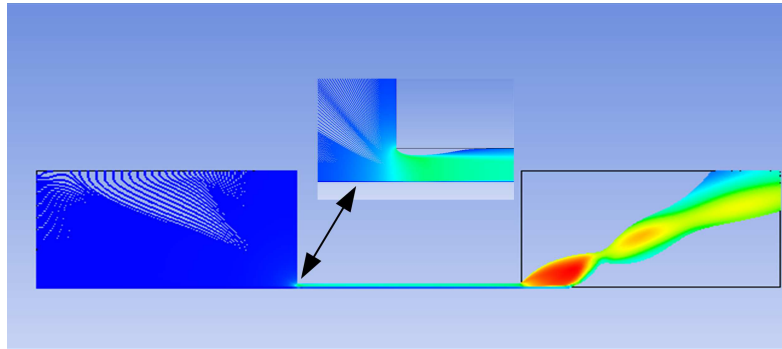


Abbildung 3.6: Stromlinie am Spalteintritt

Widerstandsbeiwert für den Einlaufbereich empirisch ermittelt und in den Modellen eingesetzt. Da die Strömung in einem Gasdichtsystem eine hohe Machzahl erreichen kann, ist der Ausdruck mit dem Geschwindigkeitsverlust besser geeignet als die Druckform. Ohne den zusätzlichen Druckverlustterm, der in der Rohrleitungsberechnung üblich ist, ist die Herleitung der Machzahlgleichung wesentlich anschaulicher. Die reale Geschwindigkeit wird damit wie folgt dargestellt

$$U_1 = C_L(U_1)_{ideal} \quad (3.3)$$

Mit dieser Betrachtung wird die von der adiabatischen Zustandsänderung abweichende Eintrittsströmung korrigiert. Gleichung 2.61 ändert sich zu

$$i_0 = i_1 + \frac{U_1^2}{2C_L^2} \quad (3.4)$$

Die Randbedingung für den Druck und die Temperatur am Eintritt lässt sich entsprechend neu definieren

$$p_1 = \frac{p_0}{\left[1 + \frac{(\gamma - 1)M_1^2}{2C_L^2}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \quad (3.5)$$

$$T_1 = \frac{T_0}{1 + \frac{(\gamma - 1)M_1^2}{2C_L^2}} \quad (3.6)$$

Zuk [10] leitete den folgenden Zusammenhang zwischen dem Druckverlustbeiwert ζ und C_L her

$$\zeta = \frac{1}{C_L^2} - 1 \quad (3.7)$$

Es gibt leider keine genauen experimentellen Daten für einen Dichtspalt. Daher wird aus [98] der Druckverlustbeiwert $\zeta = 0,5$ für einen senkrechten Einlauf ohne Abrundung in einer Rohrleitung ausgewählt. Der Verlustbeiwert ergibt sich $C_L = 0,82$. Die neu berechnete Leckage wird in Abbildung 3.7 dargestellt. Sie zeigt eine deutliche Verbesserung im Vergleich mit dem 3D-Modell.

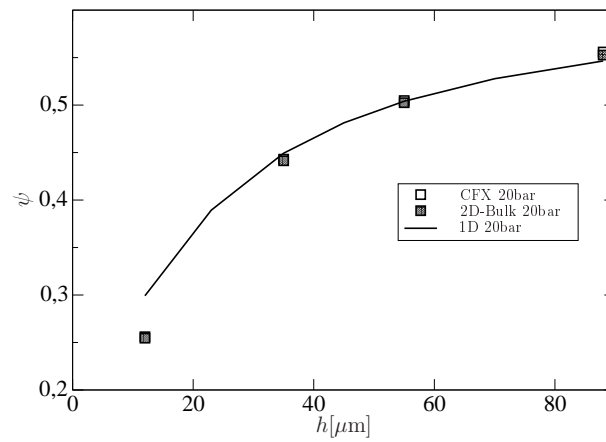
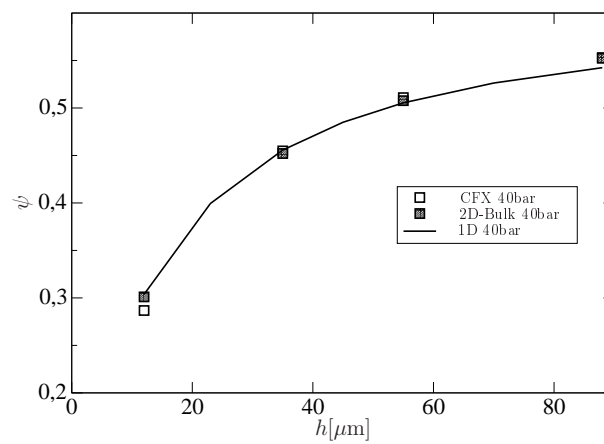
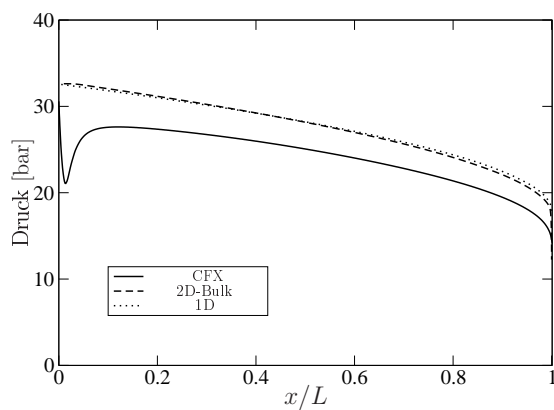
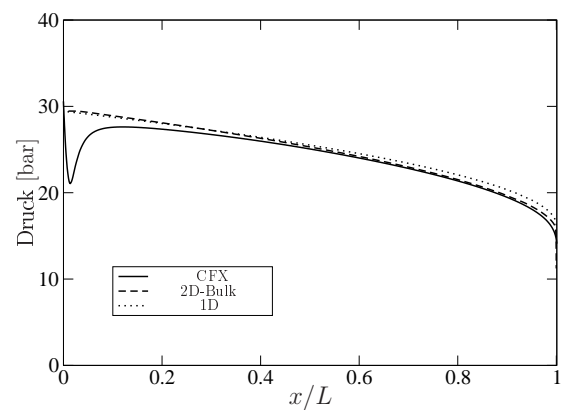
Ein weiterer Vergleich mit der Druck- und Machzahlverteilung in Abbildung 3.8 stellt den Druckverlust am Eintritt dar. Die Ergebnisse aus CFX in der Abbildung sind die in radialer Richtung gemittelten Werten. Das 3D-Modell kann den Druckverlust und die Strahleinschnürung gut berechnen. Statt dessen berechnen die vereinfachten Modelle die Druckabsenkung direkt nach der adiabaten Zustandsänderung am Spalteintritt. Daher wird der Druck im Spalt zu hoch vorhergesagt. Aufgrund der Modelleigenschaften ist ein genaues Berechnen des Einlaufbereiches nicht möglich. Der Einsatz von C_L zeigt aber eindeutig eine positive Auswirkung auf die Spaltströmung.

Diese Vorgehensweise ist vergleichbar mit der von Childs [33]. Alternativ zum hydraulischen Erfahrungswert kann folgende empirische Formel nach Deissler [99] verwendet werden

$$\zeta = \left[\frac{5,3}{\log_{10}(Re_1)} \right]^{0,5} - 1 \quad (3.8)$$

Bei dieser Methode wird allerdings der Eintrittsverlust unterschätzt. Die Berechnung ergibt ähnliche Ergebnisse wie im Fall ohne Berücksichtigung des Eintrittsverlustes.

Die Sensitivität der Druckverteilung führt zur Unsicherheiten bei der Kraftberechnung, die für die Selbstzentrierung des Dichtring verantwortlich ist. Dafür sind die Modelle ohne Berücksichtigung der radialen Geschwindigkeit nicht geeignet. Eine detaillierte Diskussion der Selbstzentrierungskraft wird im nächsten Kapitel durchgeführt. Die leichte Abweichung zwischen 2D und 1D-Modell kann durch die verschiedenen Ansätze für die Berechnung der Reibungskoeffizienten erklärt werden. Abgesehen vom eigentlichen Modellmangel zeigt der Einsatz von $C_L = 0,82$ eine deutliche Verbesserung auf den Durchflussbeiwert vom 2D- und 1D-Modell. Daher wird er für die weitere Berechnung in dieser Arbeit beibehalten.

(a) $\Delta p=20\text{bar}$ (b) $\Delta p=40\text{bar}$ **Abbildung 3.7:** Durchflussbeiwert mit Berücksichtigung des Eintrittsverlustes, $C_L=0,82$ (a) $C_L = 1$ (b) $C_L = 0,82$ **Abbildung 3.8:** Darstellung des Druckverlaufs im Spalt für $\Delta p=40\text{bar}$ und $h=88\mu\text{m}$

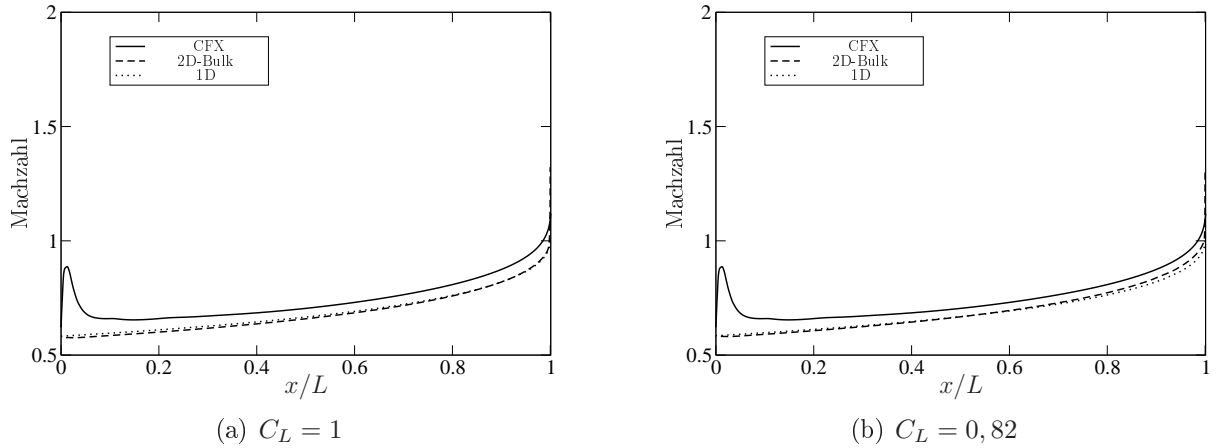


Abbildung 3.9: Darstellung des Machzahlverlaufs im Spalt für $\Delta p=40\text{bar}$ und $h=88\mu\text{m}$

Des Weiteren werden die Ergebnisse aus der Simulation mit den Messdaten verglichen. Dabei wird der Durchflussbeiwert für drei Spalthöhen abhängig von der Druckdifferenz dargestellt. Die Leckagen aus allen drei Modellen stimmen in weiten Druckdifferenzbereichen sehr gut überein. Im Bereich kleiner Druckdifferenzen haben die Ergebnisse aus dem 2D-Modell einen ähnlichen Verlauf zu den Messdaten. Dagegen ergeben sich ein deutlich höherer Wert aus dem 1D-Modell als aus dem 2D-Modell. Dieser weicht außerdem stärker von den Messdaten ab. Allerdings nimmt die Abweichung mit der steigenden Spalthöhe und Druckdifferenz zu. Der Durchflussbeiwert wird von allen Modellen zu hoch berechnet. Es zeigt sich eine Modellunsicherheit, die aufgehoben werden soll. Bis jetzt wird von einer fixierten Spaltgeometrie ausgegangen und nur das Strömungsgebiet betrachtet. Es wird in der Verifikation des 2D-Modell gezeigt, dass die Exzentrizität eine Rolle für den Durchflussbeiwert spielt. Aufgrund der unbekannten Lagerposition des Dichtrings im Versuch ist es sinnvoll den Einfluss der Exzentrizität genau zu betrachten. Außerdem können die Oberflächeneigenschaften die Leakage bei einer kleinen Spalthöhe ebenfalls beeinflussen. Die Tatsache, dass die Abweichung erst bei einer größeren Druckdifferenz auftritt, weist darauf hin, dass die mechanische Deformation eine wichtige Rolle spielt. In den folgenden Kapiteln werden die Einflüsse der Oberflächeneigenschaften, Spaltgeometrie und Fluid-Struktur Interaktion auf die Leakage untersucht und quantifiziert.

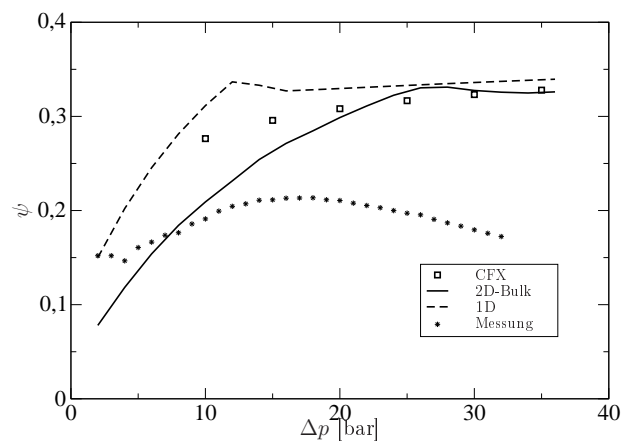
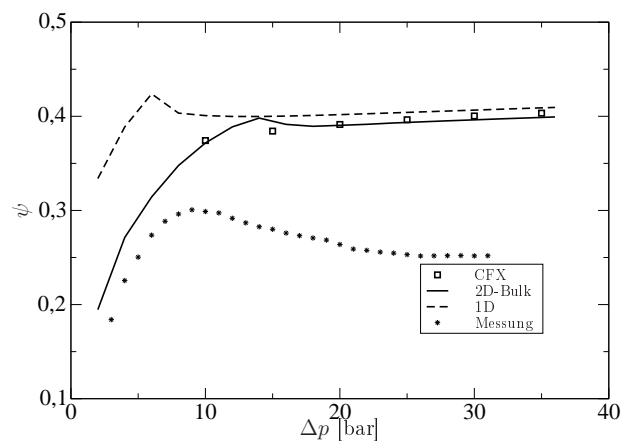
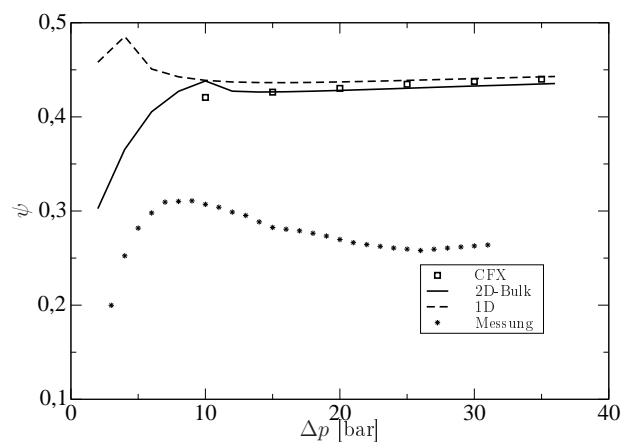
(a) $h=15,5\mu\text{m}$ (b) $h=25\mu\text{m}$ (c) $h=32\mu\text{m}$

Abbildung 3.10: Vergleich des Durchflussbeiwerts abhängig von der Druckdifferenz mit Messdaten bei verschiedenen Spalthöhe

4 Einflüsse der Struktureigenschaften des Ringspalts auf die Leckage und Verhalten des Dichtrings

In diesem Kapitel werden zuerst die Struktureigenschaften des Ringspalts untersucht. Die Mikrostruktur sowie die Makrostruktur werden analysiert. In erster Linie wird der Einfluss der Oberflächeneigenschaft auf die Leckage berücksichtigt. Zusätzlich wird der Einfluss der Oberfläche auf das Dichtringverhalten diskutiert.

4.1 Einfluss der Mikro-Oberflächenstruktur auf die Leckage

Im Bereich der Drosseldichtungen spielt die Dichtspalthöhe eine entscheidende Rolle für den Durchfluss. Um den Durchfluss zu minimieren, ist ein möglichst kleiner Spalt erforderlich. Abhängig von der Bauart kann die Spalthöhe einen Wert von einigen Mikrometern erreichen. Oft wird Kohlenstoff für den Dichtring und Stahl für die Wellenhülse als Reibungspaar verwendet, um Verschleißschäden im Fall des direkten Kontaktes zu verringern. Aufgrund der Materialeigenschaften und der Fertigungstechnik weisen die Oberflächen der beiden Materialien unterschiedliche Rauheit auf. Die Oberflächenstruktur kann mit einem Weißlichtinterferometer genau erfasst werden. Abbildung 4.1 zeigt die typische Oberflächenstruktur eines Kohledichtrings und einer Wellenhülse. Bei der Wellenhülse hat der Fertigungsprozess eine eindeutige Spur hinterlassen. Die Rauheit hat eine longitudinale Struktur. Diese ist beim Kohlering nicht zu beobachten. Außerdem ist der gemessene arithmetische Mittelwert der Profilkordinaten Ra das zehnfache von der Wellenhülse (Tabelle 4.1). In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Oberflächenstruktur auf den

Tabelle 4.1: Rauheit des Dichtrings und der Welle

Oberflächenrauheit [μm]	Dichtring	Welle
Ra	2,37	0,206

Spaltdurchfluss und die Lomakin-Kraft untersucht. Die Betrachtungen werden für laminare und turbulente Strömungen durchgeführt. In einer laminaren Strömung ist die Zähig-

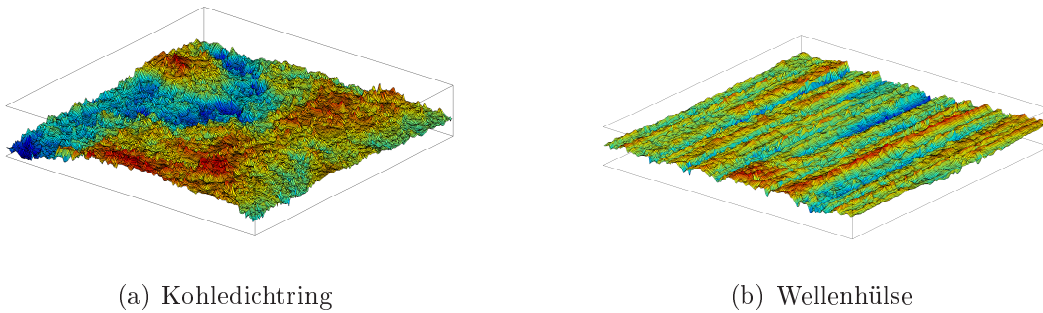


Abbildung 4.1: Darstellung der Oberflächenstrukturen ($1,5\text{mm} \times 1,5\text{mm}$) aus der Weißlichtmessung

keitskraft dominant. Man interessiert sich für einen zusätzlichen Transporteffekt durch die Oberflächenstruktur. Eine künstliche Mikrostruktur wird mit einer numerischen Methode auf beiden Wänden modelliert. Der Scherfluss- und Druckflussfaktor werden berechnet, um die Auswirkung zu quantifizieren. Für eine turbulente Strömung liegt der Schwerpunkt auf der Modellbildung für den Reibungsbeiwert. Eine empirischen Formulierung wird im 1D- und 2D-Modell eingesetzt. Im Vergleich dazu verwendet das 3D Modell eine Wandfunktion mit Berücksichtigung einer äquivalenten Sandkornrauheit.

4.1.1 Laminarer Strömungsbereich

Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, haben die Oberflächen des Dichtrings und der Wellenhülse keine isotrope Struktur. Für die von Flüssigkeit geschmierte Gleitflächen ist es bekannt, dass die unregelmäßige Struktur einen Einfluss auf das Laufverhalten hat [100]. Durch die Wellenbewegung liegt für die beiden Oberflächen in der Kohleschwimmringdichtung eine ähnliche Situation vor. Aufgrund des Rechenaufwands kann die numerische Berechnung nur für ein kleines Teilgebiet betrachtet werden. Abbildung 4.2 zeigt einen allgemeinen Fall.

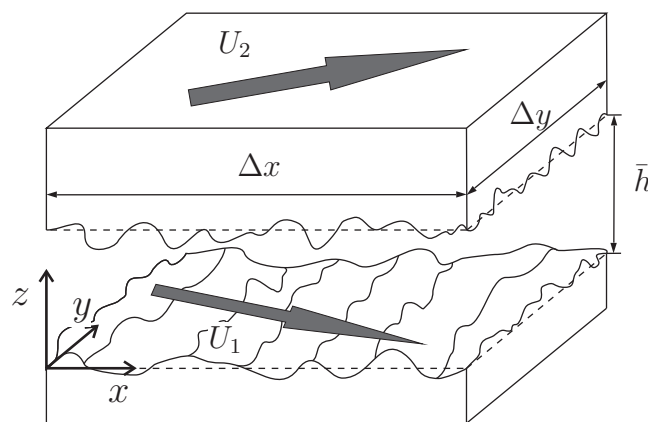


Abbildung 4.2: Skizze von rauen Oberflächen in Relativbewegung

Die Krümmung der Ringfläche wird hier ignoriert, weil sie keine Auswirkung auf den

Zieleffekt hat. Eine inkompressible, isotherme Strömung wird angenommen, damit die Ergebnisse den Effekt der Wandrauheit wiedergeben.

Der Druckfluss bezeichnet eine allein von der Druckdifferenz induzierte Spaltströmung. Analog dazu wird eine von der Wandbewegung getriebene Strömung als Scherfluss definiert. Patir und Cheng [60] verglichen den Durchfluss einer Druckströmung mit und ohne Wandrauheit. Ihr Verhältnis ergibt den Druckflussfaktor. Auf die gleiche Weise lässt sich der Scherflussfaktor berechnen. Um die anisotrope Struktur der Rauheit ebenfalls mit diesen Faktoren zu berücksichtigen, erweiterte Tripp [101] eine Tensordarstellung der Flussfaktoren. Für die Strömung in Abbildung 4.2 kann der gemittelte Volumenstrom pro Breitereinheit $\bar{q}_{x,y}$ mit Druck- und Scherflussfaktoren wie folgt ausgedrückt werden

$$\bar{q}_x = -\frac{\bar{h}^3}{12\mu} [\phi_{xx}^p, \phi_{xy}^p] \begin{Bmatrix} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial y} \end{Bmatrix} + \frac{U_1 + U_2}{2} \bar{h} + \frac{U_1 - U_2}{2} \sigma \phi_{xx}^s \quad (4.1)$$

$$\bar{q}_y = -\frac{\bar{h}^3}{12\mu} [\phi_{yx}^p, \phi_{yy}^p] \begin{Bmatrix} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial y} \end{Bmatrix} + \frac{U_1 - U_2}{2} \sigma \phi_{yx}^s \quad (4.2)$$

Diese Formulierung ist eine Erweiterung von Gleichung 2.36 und 2.35 für den Durchfluss in einem Spalt. Der Parameter $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ ist der Gesamtbetrag der Rauheit von beiden Oberflächen $\sigma_{1,2}$. Mit $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0$ kann der Scherflussfaktor aus Gleichungen 4.1 und 4.2 hergeleitet werden.

$$\phi_{xx}^s = \frac{2\bar{q}_x - \bar{h}(U_1 + U_2)}{\sigma(U_1 - U_2)}, \quad \phi_{yx}^s = \frac{2\bar{q}_y}{\sigma(U_1 - U_2)} \quad (4.3)$$

Mit $U_1 = U_2 = 0$ folgt aus Gleichung 4.1 und 4.2 für den Druckflussfaktor in x-Richtung

$$\phi_{xx}^p = -\frac{\bar{q}_x}{\frac{\bar{h}^3}{12\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}}, \quad \phi_{yx}^p = -\frac{\bar{q}_y}{\frac{\bar{h}^3}{12\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}} \quad (4.4)$$

In der gleichen Art und Weise wird der Parameter $\phi_{yy,xy}^p$ berechnet. Da eine Änderung der Richtung auf den Druckgradient keinen Einfluss auf den zu betrachtenden physikalischen Effekt hat, wird nur der Druckgradient in x-Richtung betrachtet. Für ein in Abbildung 4.2 gezeigtes Referenzvolumen wird die gemittelte Geschwindigkeit bzw. der Volumenstrom pro Breitereinheit folgendermaßen bestimmt

$$\bar{u}_x = \frac{\bar{q}_x}{\Delta y \Delta z} = \frac{1}{V} \int_V u_x dV, \quad \bar{u}_y = \frac{\bar{q}_y}{\Delta x \Delta z} = \frac{1}{V} \int_V u_y dV \quad (4.5)$$

Daraus ergibt sich der Flussfaktor aus Gleichung 4.3 und 4.4.

Diese Untersuchung dient in erster Linie dazu, die numerische Methode für die Strömungssimulation mit relativer Wandbewegung zu präsentieren und zu verifizieren. Des Weiteren werden die physikalischen Phänomene diskutiert. Um die Oberflächenprofile parametrisieren zu können, werden trigonometrische Funktionen verwendet. Ein Vorteil dieser Funktionen ist deren Periodizität, wodurch die Definition von Randbedingungen für die numerische Berechnung vereinfacht wird. In den folgenden Abschnitten werden die Konfigurationen ausführlich dargestellt.

Für 2D-Fälle werden zwei verschiedene Situationen (Abbildung 4.3) berücksichtigt. Abhängig von den Materialien und Herstellungsverfahren kann die Rauheit einer Oberfläche viel kleiner als die der Gegenfläche sein und daher vernachlässigt werden. Abbildung 4.3 links stellt diese Situation dar. In diesem Fall bewirkt die Gleitbewegung keine Veränderung des Rechengebietes. Das Strömungsfeld kann als stationär betrachtet werden, indem der Wandgeschwindigkeit $U_1 = -U$ und $U_2 = 0$ definiert wird. Dies entspricht der gleichen physikalischen Situation mit $U_1 = 0$ und $U_2 = U$. Allerdings ändert sich das Rechengebiet in diesem Fall zeitlich mit dem folgenden Ausdruck für die Spalthöhe

$$z_2(x, t) = \bar{h} + b \cdot \cos\left(2\pi \cdot \frac{x - U_2 \cdot t}{\lambda}\right) \quad (4.6)$$

Daher müssen transiente Simulationen durchgeführt und Ergebnisse über einen sinnvollen Zeitraum gemittelt werden. Die Verifikation des Algorithmus für die Gitterbewegung wird durch Vergleich mit den beiden Betrachtungsweisen realisiert.

Die rechte Seite in Abbildung 4.3 zeigt zwei gleitende Oberflächen mit sinusförmiger Rauheit. Dabei wird die gleiche Wellenlänge λ für beide Oberflächen angenommen. Die Amplituden werden jeweils mit a und b gekennzeichnet. Die zeitliche Beschreibung der Spalthöhe kann analog zu Gleichung 4.6 formuliert werden und die Strömung ist instationär. Für die Auswertung des Volumenstroms pro Breitereinheit \bar{q} wird nach der Simulation eine zeitliche Mittlung für die Geschwindigkeit durchgeführt.

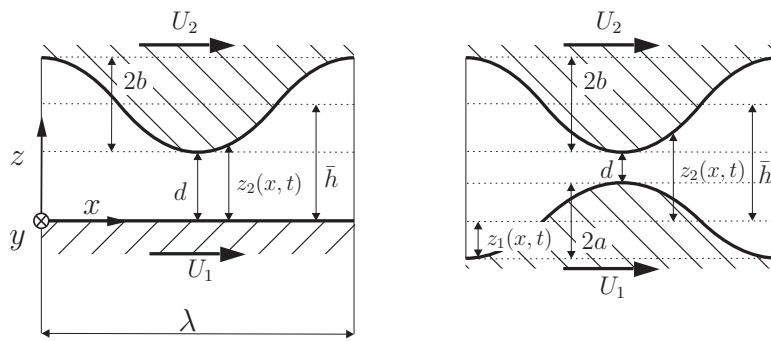


Abbildung 4.3: Skizze der 2D Rechengebiete zur Berechnung von Flussfaktoren nach Patir & Cheng [60]

Mit der 3D-Simulation wird der Einfluss anisotroper Oberflächenstruktur analysiert. Zwei Oberflächenkonfigurationen in Abbildung 4.4 werden verwendet. Sie lassen sich mit folgenden trigonometrischen Funktionen beschreiben

$$z_a(x, y) = \frac{a}{2} \cdot \left(\sin\left(2\pi \cdot \frac{x}{\lambda}\right) + \sin\left(2\pi \cdot \frac{y}{\lambda}\right) \right) \quad (4.7)$$

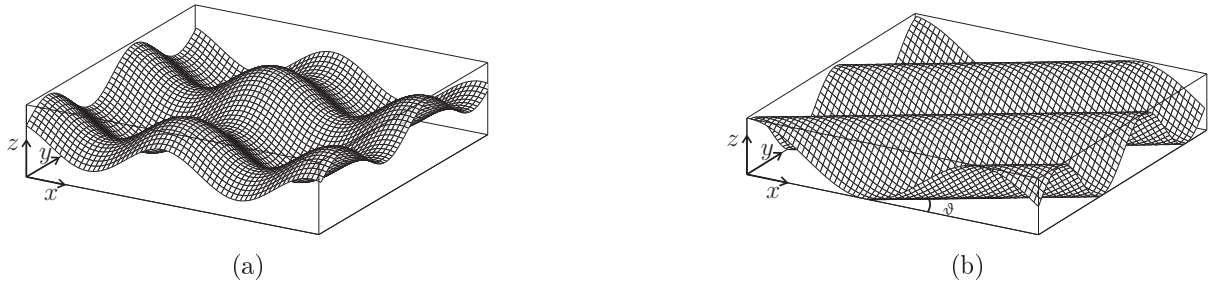


Abbildung 4.4: Darstellung der Oberflächenstruktur für die 3D Simulationen

$$z_b(x, y) = a \cdot \sin \left(2\pi \cdot \left(\frac{x}{\lambda} - \frac{y}{\lambda} \cdot \arctan(\vartheta) \right) \right) \quad (4.8)$$

Mit Gleichung 4.7 wird die in Abbildung 4.4(a) dargestellte anisotrope Oberflächenstruktur mit periodischem Einheitsmuster berechnet. Gleichung 4.8 ergibt eine Sinuswelle. Durch Drehen der Streifenrichtung um die z -Achse um einen Winkel ϑ in Abbildung 4.4(b) erhält man verschiedene Ausrichtungen. Die Geometrie mit Berücksichtigung der Gleitbewegung lässt sich analog zu Gleichung 4.6 formulieren.

Es werden in den 3D-Fällen insgesamt vier Situationen betrachtet. Abbildung 4.5 stellt die Geometrie dar. In den ersten zwei Konfigurationen werden die Oberflächenstrukturen mittels Gleichung 4.7 generiert. Durch Verschieben der Phasenwinkel der oberen Wand um 90° in y -Richtung können unterschiedliche Spaltquerschnitte in Konfigurationen 1 und 2 konstruiert werden. In Konfiguration 3 wird die periodische Einheitsrauheit für die obere Wand verwendet und die untere Wand von Gleichung 4.8 mit $\vartheta = [0^\circ, 90^\circ]$ generiert. Die vierte Konfiguration enthält zwei mittels Gleichung 4.8 generierte Oberflächen mit $\vartheta_1 = -\vartheta_2$. Mit diesen vier Konfigurationen wird der Einfluss der Ausrichtung der Oberflächenrauheit unter Gleitbewegung auf den Flussfaktor untersucht. Es ist zu beachten, dass aufgrund der ungerichteten Oberflächentopographie in Konfiguration 1 und 2 kein Querfluss vorhanden ist.

Ein anderer wichtiger Parameter für den Einfluss der Oberflächenrauheit ist das Verhältnis der mittleren Spalthöhe zur gesamten Rauheit beider Oberflächen (\bar{h}/σ). Die Untersuchung von Brenner et al. [77] zeigt, dass die Rauheit erst einen bedeutenden Einfluss hat, wenn dieses Verhältnis kleiner als 10 ist. Daher wird die Geometrie so ausgewählt, dass die Bedingung $3 < \bar{h}/\sigma < 10$ eingehalten wird.

Für diese Untersuchungen werden Lösungen der Navier-Stokes Gleichung mit dem C++ Softwarepaket OpenFOAM [102] durchgeführt. Es verwendet die Finite-Volumen-Methode für die räumliche Diskretisierung. Ein kombinierter PISO und SIMPLE-Algorithmus wird für die instationäre Simulation ausgewählt, um eine bessere Stabilität und Konvergenz zu erzielen. Die Bewegung der Oberflächen wird anhand Gleichungen 4.6-4.8 als benutzerdefinierte Randbedingung in OpenFOAM implementiert. Aufgrund der Geometrieänderung wird eine entsprechende Gitterbewegung benötigt. OpenFOAM bietet verschiedene Optionen, um diese zu behandeln [103, 104]. Da keine Änderung der Gittertopologie in dieser Untersuchung vorkommen, wird ein Laplace-Glätter für die Gittergeschwindigkeit mit einer konstanten Diffusivität ausgewählt, um das Gitter an die Randbewegung anzupassen.

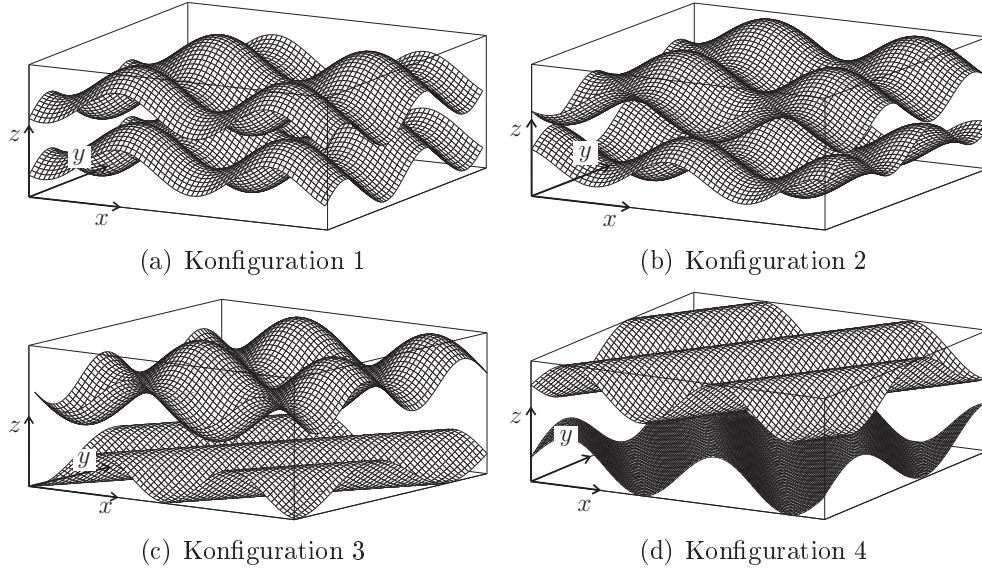


Abbildung 4.5: Oberflächenkonfigurationen in der vorliegenden Studie

(siehe [45]). Das Rechengebiet enthält jeweils in x- und y-Richtung nur eine Periode mit einer periodischen Randbedingung. Für eine Wellenlänge λ braucht die untere Wand mit der Geschwindigkeit U_1 die Zeit $T = \lambda/U_1$, um eine Periode an der oberen Wand vorbei zu gleiten. Eine zeitabhängige Gitteränderung wird in Abbildung 4.6 gezeigt. Das 2D-Rechengebiet wird durch eine Auflösung mit $\lambda/N_x = \bar{h}/N_z$ diskretisiert. Eine Gitterstudie für den Druckflussfaktor zeigt kaum Änderung ab $\Delta x/\bar{h} \leq 0,05$. Daher wird diese Einstellung für weitere Simulationen fortgesetzt. Die analytische Lösung für den Scherflussfaktor in einem zweidimensionalen sinusförmigen Schmierfilm von Letalleur [105] wird verwendet, um die numerische Simulation zu verifizieren. Er definierte zwei Parameter, α und ε um die Geometrie des Schmierfilms zu charakterisieren. Der Parameter $\alpha = \bar{h}/\lambda$ bezeichnet das Verhältnis von Schmierfilmdicke zur Wellenlänge der Rauheit und $\varepsilon = \delta/\sigma$ ist das dimensionslose Spaltmaß (Abbildung 4.3).

Als erstes wird der in Abbildung 4.3 links dargestellte stationäre Fall betrachtet. Neben der periodischen Randbedingung in x-Richtung wird eine Geschwindigkeit für die untere Wand vorgegeben. Die Geschwindigkeit für die obere Wand wird als null definiert. Der Flussfaktor kann laut Letalleur wie folgt berechnet werden

$$\phi_{xx}^s = \frac{3\sqrt{2}A_\varepsilon}{2 + A_\varepsilon^2} \text{ and } \phi_{xx}^p = \frac{2(1 - A_\varepsilon^2)^{5/2}}{2 + A_\varepsilon^2}, \text{ with } A_\varepsilon = \frac{b}{\bar{h}} \quad (4.9)$$

Im extremen Fall treffen sich die beiden Oberflächen. Es ergibt sich $\varepsilon = 0$ und $A_\varepsilon = 1$. Der Scherflussfaktor erreicht $\phi_{xx}^s = \sqrt{2}$ und der Druckflussfaktor ϕ_{xx}^p ist gleich null. Ein Vergleich der Ergebnisse aus der numerischen Berechnung in Abbildung 4.7 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung.

Mit einer sinkenden Amplitude bei gleicher Filmdicke erhöht sich der Wert von ε . Der Scherflussfaktors nimmt ab und nähert sich dem Wert null. Dies entspricht der Strömung zwischen zwei parallel gleitenden glatten Wänden. Wenn die dimensionslose Wellenlän-

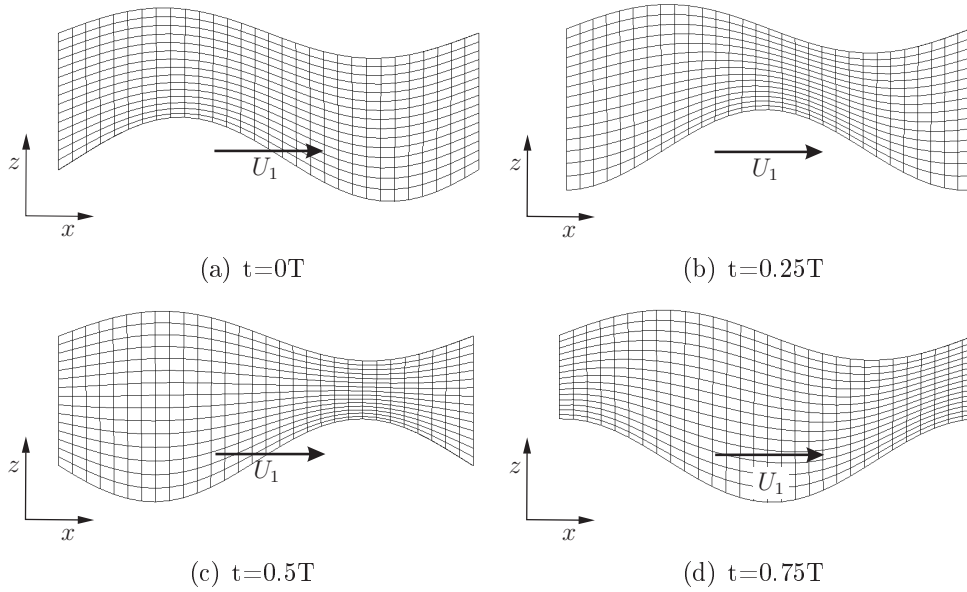


Abbildung 4.6: Zeitliche Änderung des 2D-Rechengebietes und des Gitters für eine Periode

ge α zunimmt, erhöht sich der Krümmungseffekt. Das widerspricht der Voraussetzung für den Ansatz von Letalleur und die analytische Lösung ist damit nicht mehr gültig. Eine genaue Lösung ist nur mit numerischen Methoden möglich. Aus diesem Grund ergeben sich mit steigendem α größere Unterschiede zu den numerischen Ergebnissen. Als

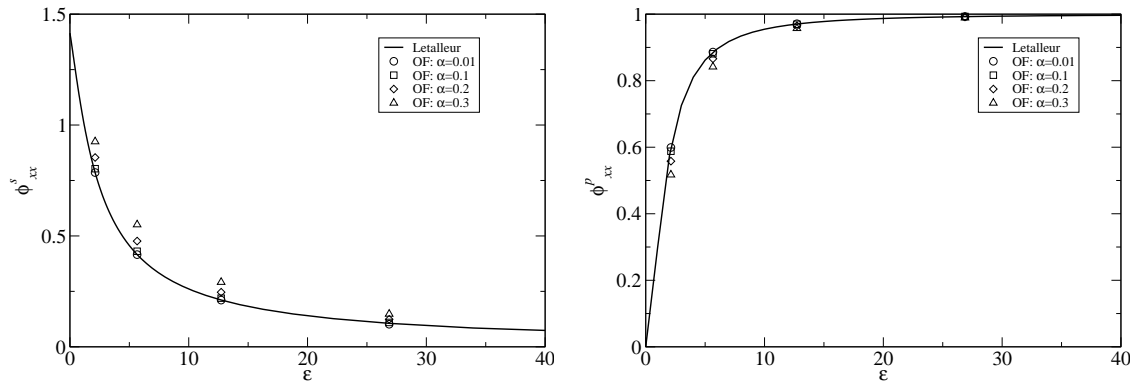


Abbildung 4.7: Flussfaktoren in Abhängigkeit der dimensionslosen Spalthöhe

weiteres wird die Implementierung für die Gitterbewegung untersucht. Dabei wird die gleiche Konfiguration verwendet mit der einzigen Änderung, dass die Geschwindigkeit in Gegenrichtung definiert wird. Das Rechengebiet ändert sich zeitlich. Ziel dieser Untersuchung ist es, die Genauigkeit und die Stabilität des Ansatzes von der Gitterbewegung zu überprüfen. Das Rechengitter wird in jedem Zeitschritt an das Rechengebiet angepasst. Da es sich um zwei Betrachtungsweisen für das gleiche Strömungsproblem handelt, sollte die zeitliche Mittlung des Strömungsfelds identisch zum stationären Fall sein. Die Geschwindigkeitsprofile an der Stelle $x/\lambda = 3/4, 1/4$ werden ausgewertet. Ein Vergleich des dimensionslosen Geschwindigkeitsprofils $u/U_{1,2}$ für zwei Mikro-Reynoldszahl wird in

Abbildung 4.8 dargestellt. Anders als die übliche Definition der Reynoldszahl berücksichtigt die Mikro-Reynoldszahl neben der gemittelten Spalthöhe noch die Amplitude und die Länge der Sinuswelle. Die Definition nach Hu [106] lautet

$$Re^* = Re_h \frac{b}{\bar{h}} \frac{b}{\lambda}, \quad \text{with} \quad Re_h = \frac{2U\bar{h}}{\nu} \quad (4.10)$$

Darin ist U die Wandgeschwindigkeit bei einer Scherströmung, und die mittlere Geschwindigkeit im Spalt bei einer Druckströmung. Für kleine Reynoldszahlen ($Re^* < 1$) ist der viskose Effekt dominant und es ergibt sich ein nahezu linearer Geschwindigkeitsverlauf in allen Querschnitten. Mit steigender Reynoldszahl spielt der Trägheitseffekt eine immer größere Rolle. Er verlangsamt die Strömung an der Konkavstelle und beschleunigt sie an der Konvexstelle. Es zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der stationären Simulation.

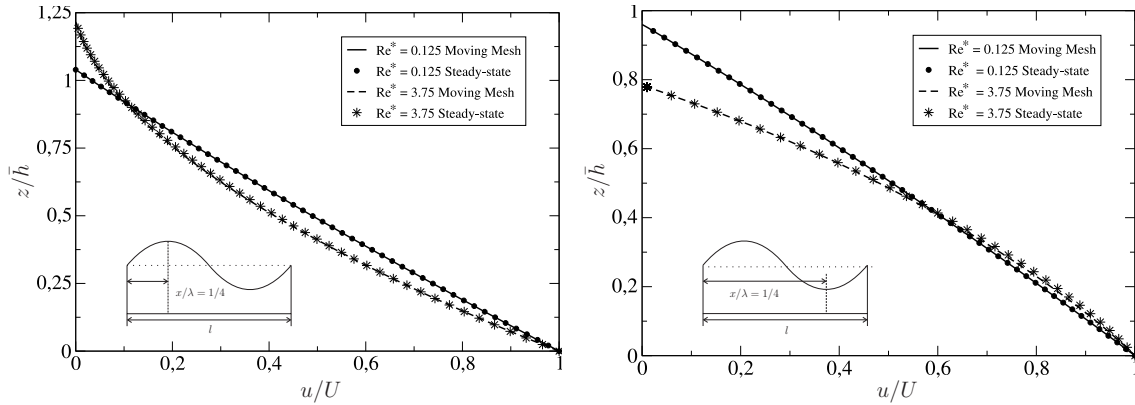


Abbildung 4.8: Vergleich der stationär und instationär berechneten Geschwindigkeitsprofile

Für den Schmierfilm mit zwei rauen sinusförmigen Oberflächen sind ebenfalls analytische Lösungen von Letalleur vorhanden. Wie im stationären Fall sind sie ebenfalls nur für kleine Werte von α gültig. Die numerischen Berechnungen werden für eine feste mittlere Filmdicke \bar{h} und Amplitude b durchgeführt. Durch Veränderung der Amplitude a der unteren Wand zwischen $1/3b$ und $2b$ wird die dimensionslose Filmdicke ε variiert. Eine Änderung des Parameters α ist mit der Änderung von λ zu realisieren. Die Ergebnisse in Abbildung 4.9 zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der analytischen Lösung für eine weite Spannbreite von ε mit einem kleinen α . Die mittels der Reynoldsgleichung hergeleitete analytische Lösung verliert an Genauigkeit mit einem steigenden α . Abhängig von der dimensionslosen Filmdicke kann der Scherflussfaktor positiv oder negativ sein. Für gleiche dimensionslose Filmdicken $a = b$ wird der Behinderung des Flusses auf der ruhenden Oberflächen von der Erhöhung des Flusses auf der bewegten Seite vollständig kompensiert und der Scherflussfaktor ist null. Der Druckflussfaktor oszilliert wegen der zeitlich geänderte relative Position der beiden Oberflächen (Abbildung 4.10). Daher wird eine zeitliche Mittlung für den Druckflussfaktor durchgeführt.

Im Folgenden werden weitere Ergebnisse für die Flussfaktoren aus den 3D-Fällen diskutiert. Die Geschwindigkeit der oberen Wand wird in allen 3D-Simulationen als null

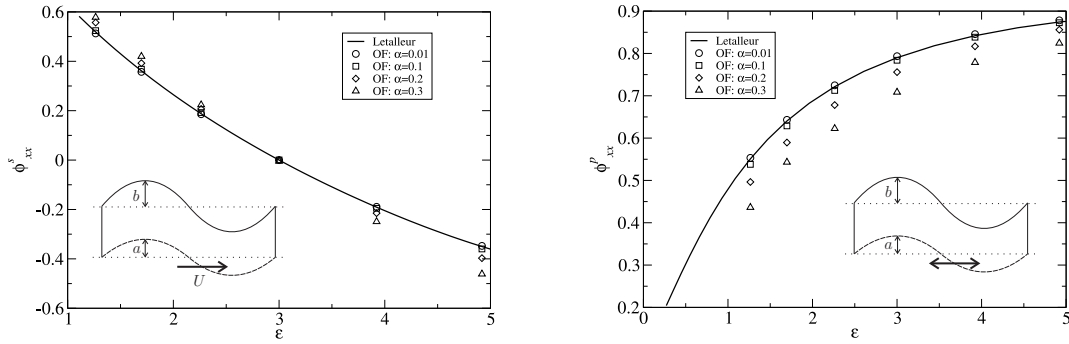


Abbildung 4.9: Scherflussfaktor in einem wellenförmigen Spalt mit Gleitbewegung

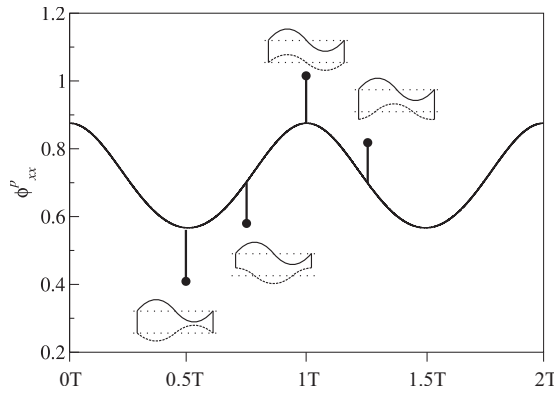


Abbildung 4.10: Zusammenhang vom Druckflussfaktor und der Spaltgeometrie

definiert. Außerdem wird eine konstante Geschwindigkeit für die untere Wand vorgegeben, um eine Scherströmung zu generieren. Die in Gleichung 4.7 und 4.8 beschriebenen Randbedingungen werden für die Modellierung der Geometrieänderung in OpenFOAM implementiert. Ähnlich wie in der 2D-Simulation wird hier zusätzlich eine periodische Randbedingung in y -Richtung definiert. Um die Strömung im laminaren Bereich zu gewährleisten bleibt die Reynoldszahl $Re_h = 2$. Der Durchfluss wird als Ausgabeparameter definiert und kann während der Berechnung beobachtet werden. Die Berechnung ist konvergiert, wenn der Durchfluss mit einer konstanten Amplitude oszilliert. Danach wird eine Mittlung über fünf Perioden durchgeführt um die Flussfaktoren nach Gleichung 4.3 und 4.4 zu berechnen.

Obwohl die Oberflächenrauheit in Konfiguration 1 und 2 die gleiche Struktur hat, sind die Querschnitte unterschiedlich. Es werden zwei verschiedene dimensionslose Wellenmaßen $\alpha = 0, 1$ und $\alpha = 0, 3$ untersucht, mit der Definition $\alpha = \bar{h}/\lambda$. Die mittlere Filmdicke wird nicht verändert. Da die Rauheitsstrukturen parallel zum Koordinatensystem angeordnet sind, sind die nicht-diagonalen Terme null. Die Ergebnisse für die diagonalen Terme des Flussfaktors werden in Abbildung 4.11 dargestellt. Der Scherflussfaktor für die beiden Konfigurationen unterscheidet sich kaum. Mit sinkender Wellenlänge wird die Wirkung der Gleitbewegung in Konfiguration 1 minimal verstärkt. Der von ϵ abhängige Scherflussfaktor

hat den gleichen Verlauf wie im 2D-Fall (Abbildung 4.9). Das Ergebnis zeigt, dass die Querschnittsform unwichtig ist solange die beiden Oberflächen eine isotrope Struktur haben. Außerdem ändert sich der Scherflussfaktor nur leicht nach einer Erhöhung von α . Die entscheidenden Faktoren sind das Spaltmaß und die dimensionslose Wellenlänge. Im Gegensatz dazu hängt der Druckflussfaktor stark von der Querschnittsform und α ab. Für Konfiguration 2 mit einem kleinen α wird der Druckflussfaktor nur leicht von ε beeinflusst. Mit einer Erhöhung von α sinkt der Druckflussfaktor deutlich, besonders bei einem kleinen ε .

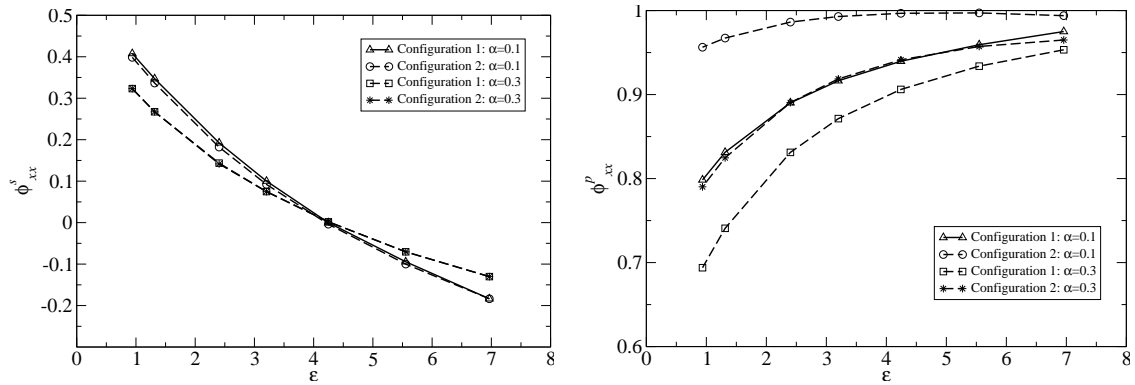


Abbildung 4.11: Flussfaktoren für die Strömung in isotropen wellenförmigen Spalt mit Gleitbewegung

Mit den Konfigurationen 3 und 4 wird hauptsächlich der Einfluss der anisotropen Struktur auf den Scherflussfaktor untersucht. Es werden zwei Amplituden für die Rauheit von der unteren Wand implementiert. Die Ergebnisse werden in Abbildung 4.12 vorgestellt. Es werden zusätzliche Simulationen mit einer glatten oberen Wand durchgeführt, um die Auswirkung der Rauheit zu quantifizieren. Die Ergebnisse für Konfiguration 3 zeigen, dass

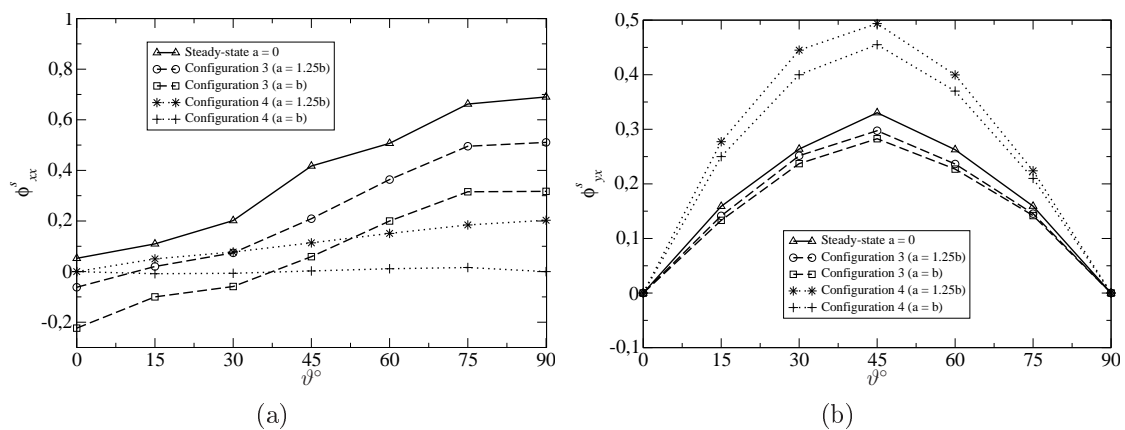


Abbildung 4.12: Scherflussfaktor für die Strömung in einem wellenförmigen Spalt mit anisotroper Wandrauheit in Gleitbewegung

sich der Scherflussfaktor mit einem steigenden Winkel ϑ erhöht. Der Querfluss erreicht seinen maximalen Wert bei $\vartheta = 45^\circ$ und hat einen symmetrischen Verlauf bezüglich ϑ .

Durch die Erhöhung der Amplitude von oberen Wand sinkt der Scherflussfaktor in beiden Richtungen. Im Vergleich zu Konfiguration 3 ist der Scherflussfaktor in Konfiguration 4 bei $a = b$ gleich null. Mit dieser Einstellung haben die Oberflächen die gleiche Geometrie und sind symmetrisch zu x-Achse angeordnet. Die Fluidtransport aufgrund der Gleitbewegung wird von der Rauheit auf der Gegenwand kompensiert. Allerdings wird eine verstärkte Pumpenwirkung im Querfluss bei Konfiguration 4 beobachtet. Der Flussfaktor ϕ_{yx}^s ist ungefähr 1,5 mal höher im Vergleich zu Konfiguration 3 und erreicht den maximalen Wert bei $\vartheta = 45^\circ$. Eine leichte Ungleichmäßigkeit ist in Abbildung 4.12(b) zu erkennen. Diese lässt sich durch die verschiedenen Querschnittsformen jeweils bei $\vartheta = 15^\circ$, 75° und $\vartheta = 30^\circ$, 60° erklären. Mit der Erhöhung der Amplitude auf $a = 1,25b$ nehmen die beiden Flussfaktoren wie erwartet zu. Anderes als die lineare Erhöhung bei ϕ_{xx}^s nach ϑ ist die Zunahme nahezu parabolisch.

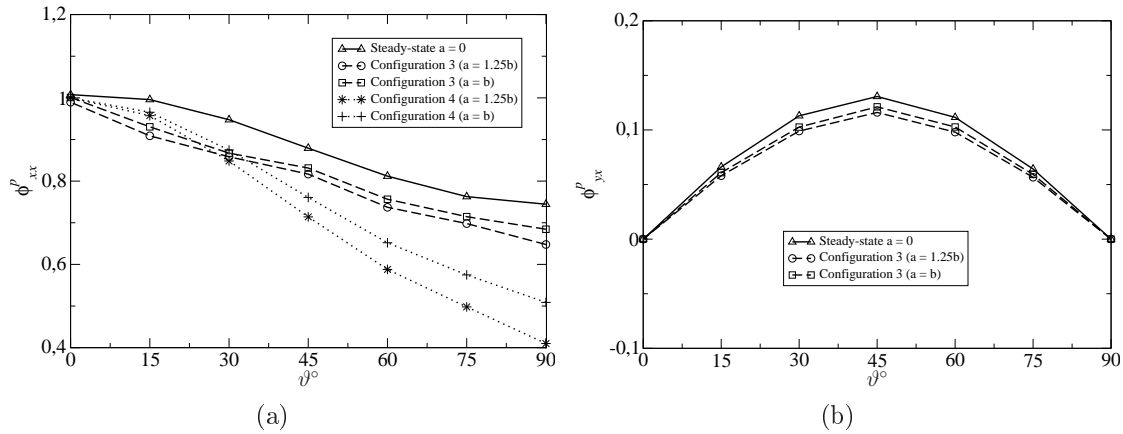


Abbildung 4.13: Druckflussfaktor für die Strömung in wellenförmigem Spalt mit anisotroper Wandrauhheit

Die gleiche Betrachtungsweise wird für den Druckflussfaktor durchgeführt. Wie in Abbildung 4.13(a) gezeigt, ist der Druckflussfaktor bei $\vartheta = 0$ in beiden Konfigurationen fast gleich 1. Die Rauheit zeigt eine vernachlässigbare Auswirkung. Mit einem steigenden ϑ oder einer steigenden Amplitude sinkt der Druckflussfaktor. Ähnlich zum Scherflussfaktor ändert sich der Wert von ϕ_{xy}^p ebenfalls parabolisch mit ϑ . Aufgrund der Symmetrie bezüglich der x-Achse ist der Querdruckfluss in Konfiguration 4 gleich null. Daher wird er nicht in Abbildung 4.13(b) dargestellt.

Mit dieser Untersuchung wird der Einfluss der Mikro-Oberflächenstruktur quantifiziert. Mit dem Opensource Softwarepaket OpenFOAM ist man in der Lage, die zeitliche Änderung der Spaltgeometrie zu generieren und das Netz anzupassen. Die Genauigkeit des numerischen Lösungsansatzes wird durch das Vergleich mit der zweidimensionalen analytischen Lösung geprüft. Es zeigt sich, dass die auf der Reynoldsschen Theorie basierende analytische Lösung nur bis zu einer bestimmten dimensionslosen Filmdicke gültig ist. Weitere vier 3D-Konfigurationen (Abbildung 4.5) werden untersucht. Für die ersten beiden Konfigurationen hat die Änderung der Querschnittsform, die von der relativen Bewegung verursacht wird, kaum Einfluss auf den Scherflussfaktor. In Gegensatz dazu wirkt die Querschnittsform stark auf den Druckflussfaktor. Bei den letzten beiden Konfigurationen

wird die anisotrope Oberflächenstruktur untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass ein einseitiger Einsatz der anisotropen Struktur wenig Einfluss auf die Flussfaktoren hat. Eine deutliche Auswirkung ist erst zu beobachten, wenn die Gegenfläche ebenfalls eine anisotrope Struktur aufweist. In diesem Fall ergibt sich abhängig von dem Winkel ϑ ein anderer Verlauf von den Flussfaktoren. Außerdem deutet der Querstrom auf einen eindeutigen Pumpeneffekt bei einer Scherströmung hin.

Da die Untersuchungen unter der Bedingung $\bar{h}/\sigma < 10$ durchgeführt werden, kann der beobachtete Pumpeneffekt für einen größeren Wert von \bar{h}/σ deutlich abnehmen. Für die zu untersuchende Dichtung in dieser Arbeit beträgt die gesamte gemessene Rauheit $\sigma = 2,38\mu m$. Das bedeutet, dass die Rauheit die Strömung eindeutig beeinflussen wird, wenn die Spalthöhe weniger als $10\sigma = 23,8\mu m$ beträgt. Allerdings ist bei dieser Spalthöhe ein Kontakt der Wellenhülse mit dem Kohleschwimmring nicht auszuschließen. Dies kann zu einer schnellen Abnutzung der Struktur führen und die gewünschten Effekten im Betrieb werden schnell nachgelassen. Abhängig von der Wellenschwingung ist die Auslegungsspalthöhe in Kohleschwimmringdichtungen meistens etwas größer als die angeforderte 10σ . Aus diesem Grund werden keine weiterführenden Untersuchungen dafür durchgeführt.

4.1.2 Turbulenter Strömungsbereich

Wenn die Strömung den turbulenten Bereich erreicht, ist es nicht sinnvoll die genaue Oberflächenstruktur im Rechengebiet nachzubilden. Die Wandrauheit wird bei der Berechnung für turbulente Strömung modelliert. Es wird angenommen, dass die gemessene Wandrauheit gleich die äquivalenten Sandkornrauheit k_s ist. Die Formulierung für den Reibungsbeiwert in Gleichung 2.70 nach Moody wird in das 1D und 2D Modell implementiert. Für glatte Oberflächen wird das Blasius-Modell nach Gleichung 2.69 verwendet.

Es ist bekannt, dass die Ergebnisse nach Formel 2.70 für die Rohrströmung um bis zu 5% vom Moody-Diagramm im Bereich $4000 \leq Re \leq 10^7$ für $k_s/D \leq 0,01$ abweichen können. Mit einem steigenden k_s/D wird der Widerstandsbeiwert deutlich unterschätzt. Für die Strömung im Kreisringspalt steht keine Information darüber zur Verfügung. Um die Auswirkung der Abweichung auf dem Durchflussbeiwert zu quantifizieren, werden zusätzliche Simulationen in CFX durchgeführt. Die Wandrauigkeit wird als äquivalente Sandrauigkeit direkt in der Wandfunktion berücksichtigt (Gleichung 2.22). Für die zweidimensionale Bulk-Theorie wird die Wandrauigkeit von der Wandschubspannung jeweils mit dem Reibungsbeiwert f_s für den Dichtring und f_r für die Wellenhülse berücksichtigt. Für das 1D-Modell wird eine gemittelte Rauheit nach $k = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_r^2}$ berechnet. Daraus folgt ein mittlerer Reibungsbeiwert für die Machzahlgleichung. Es wird ein konzentrischer Kreisringspalt betrachtet. Für die Verifikation wird der berechnete Durchflussbeiwert für $h_0 = 88\mu m$ aus dem 2D- und 1D-Modell mit dem Wert aus der CFX-Simulation verglichen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Das 2D-Modell auf der Basis der Bulk-Theorie zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus CFX. Der Durchflussbeiwert wird nur leicht unterschätzt. Im Vergleich dazu wird der Durchflussbeiwert vom 1D-Modell zu niedrig berechnet. Die Abweichung ist ab 5bar nahezu konstant. Der große Unterschied zwischen der Wellen- und Dichtringrauheit hat kaum Einfluss auf

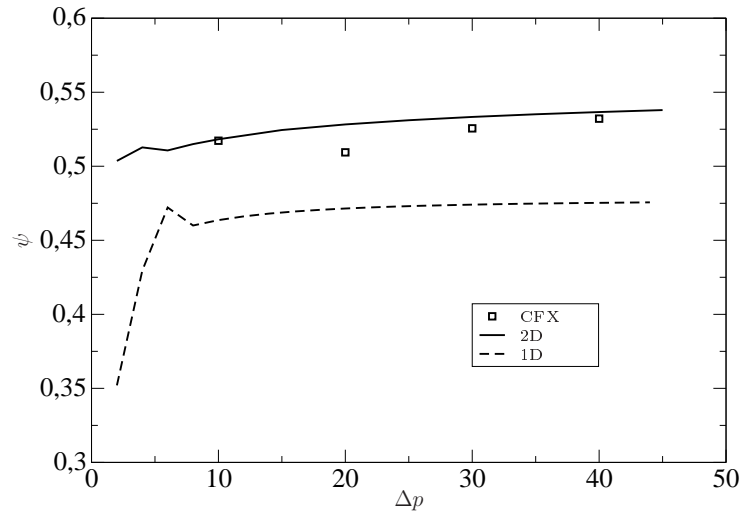


Abbildung 4.14: Vergleich des Durchflussbeiwertes mit Berücksichtigung der Wandrauheit als Sandkorn, $h_0 = 88\mu\text{m}$

den Durchflussbeiwert und kann vernachlässigt werden. Im kleinen Druckdifferenzbereich unter 5bar hat der Durchflussbeiwert aus dem 1D Modell einen anderen Verlauf als der aus dem 2D Modell. Der Grund liegt daran, dass die Kompressibilität der Gasströmung nicht dominant ist. Die Strömung wird aber im 1D-Modell von einer Machzahlgleichung beschrieben. Aufgrund der kleinen Machzahl ist diese Formulierung nicht gut geeignet. Außerdem wird der Reibungsbeiwert abhängig von der Reynoldszahl berechnet. Der kann gerade im Übergangsbereich zwischen turbulenter und laminarer Strömung zu großen Abweichungen führen.

Es werden weitere Berechnungen für mittlere Spalthöhen von $h_0 = 22, 33$ und $55\mu\text{m}$ durchgeführt. Die Ergebnisse eine glatte Wand sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Das 1D-Modell zeigt weiterhin eine Unterschätzung für den Durchflussbeiwert. Der Durchflussbeiwert wird vom 1D-Modell bis zu 10% unterschätzt. Dies ist auch bei der Berechnung für die glatte Wand zu beobachten. Der Unterschied ist allerdings sehr gering. Außerdem wird der Einfluss der Rauheit im 1D-Modell zu hoch eingeschätzt. Für kleine Spalthöhen bewertet das 1D-Modell eine Verringerung des Durchflussbeiwert um 25%. Unter der gleiche Bedingung beträgt dieser Wert im 2D-Modell die Hälfte. In beiden Modellen nimmt der Einfluss der Wandrauheit mit steigender Spalthöhe ab. Bei kleiner Spalthöhe $h_0 = 22\mu\text{m}$ ist zu erkennen, dass das 1D- und 2D-Modell den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung bei verschiedenen Druckdifferenzen berechnet. Bei steigender Spalthöhe wird dieser Wert immer kleiner. Diese Untersuchung zeigt, dass die Wandrauheit für eine turbulente Spaltströmung wenig Einfluss auf den Durchflussbeiwert hat. Für eine Spalthöhe ab $33\mu\text{m}$ verringert die Wandrauheit den Durchflussbeiwert um 2%. Dies ist vergleichbar mit den Ergebnissen aus der 1D Berechnung für eine glatte Wand. Das 1D-Modell mit Berücksichtigung der Wandrauheit überbewertet diesen Effekt. Daher ist es nicht sinnvoll die Wandrauheit in den weiteren Untersuchungen mit dem 1D-Modell zu berücksichtigen.

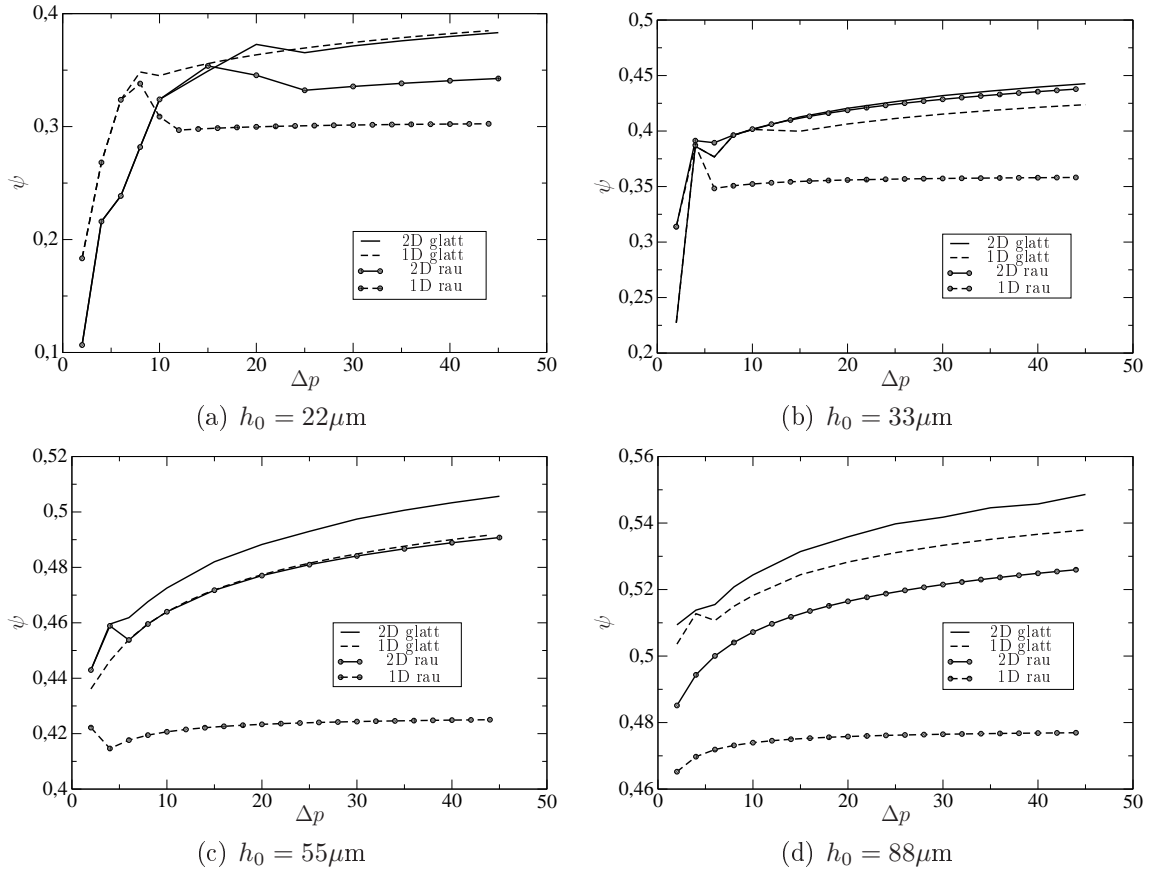


Abbildung 4.15: Einfluss der Wandrauheit auf den Durchflussbeiwert

4.2 Einfluss der Makro-Ringspaltstruktur auf die Leckage und das Stabilitätsverhalten

4.2.1 Problembeschreibung

Bis jetzt wird der Ringspalt als ein konzentrischer Kreis betrachtet. Im exzentrischen Fall bewirkt die Strömung eine Tragkraft, die den Dichtring auf die konzentrische Position zurückstellt. Diese Kraft wird nach [22] Lomakin-Kraft genannt. Der Effekt spielt für die Stabilität des Welle-Dichtungs-Systems eine große Rolle und wurde sowohl für Flüssigkeitsdichtungen als auch für Gasdichtungen untersucht. Arghir [23] analysiert die Gasströmung im Dichtspalt mit der Bulk-Strömungstheorie. Es wurde festgestellt, dass der Lomakin-Effekt verschlechtert wird, wenn die Schallgeschwindigkeit am Spaltaustritt erreicht ist. Beneke [107] führte Versuche für eine ähnlichen Kohleschwimringdichtung durch. Er untersuchte die Schwingungsamplituden des Dichtrings und erkannte eine eingeschränkte Selbstzentrierung. Dieser Effekt wird als Lock-up bezeichnet. Im Lock-up Zustand ist die Lomakin-Kraft zu klein um den Dichtring zu bewegen und es ergibt sich ein exzentrischer Ringspalt. Im Bereich der Gleitringdichtungen werden oft Nuten auf den Gleitflächen angefertigt, um das Dichtringverhalten zu verbessern. Analog dazu wird

in dieser Arbeit der Einfluss der Nut auf den Durchflussbeiwert und die Lomakin-Kraft analysiert.

Neben der Exzentrizität beeinflusst auch die Welligkeit, also die Verteilung der Spalthöhe in der Umfangsrichtung, die Leakage. Abhängig vom Fertigungsprozess kann sich die Differenz zwischen maximalem und minimalen Radius im Mikrometerbereich befinden. Außerdem unterscheidet sich die Form jedes Dichtrings von einander. Abbildung 4.16 stellt zwei Messungen für verschiedene Kohleringe dar. Die im Kreis gekennzeichneten Stellen sind die maximalen und minimalen Messwerte. Dies sind die makroskopische Oberflä-

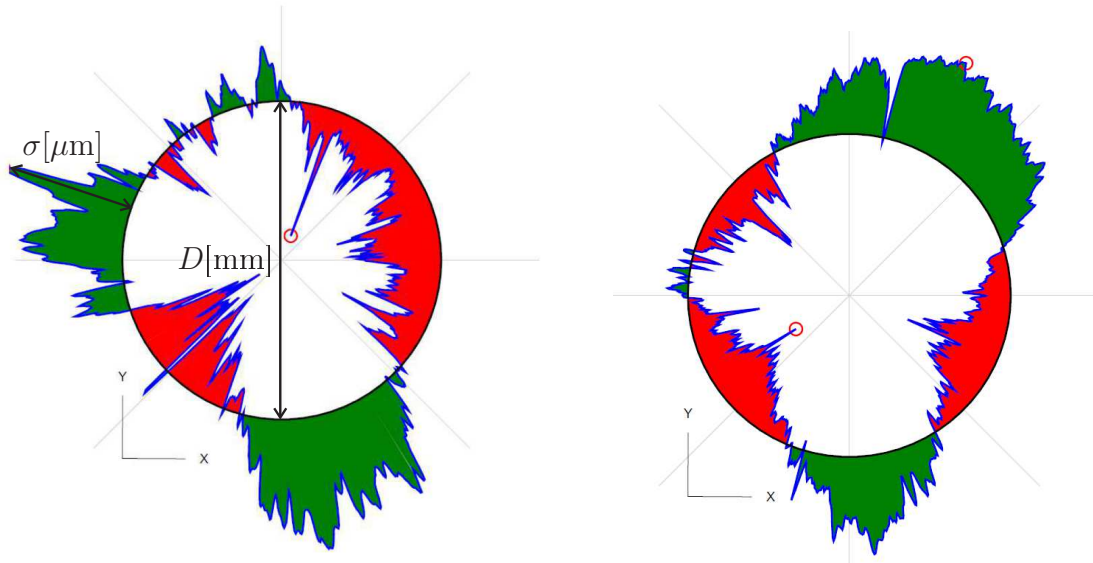


Abbildung 4.16: Vergrößerte Darstellung der gemessenen Welligkeit verschiedener Kohleringe

chenstrukturen, die in diesem Abschnitt behandelt werden. Um den Einfluss der Mikro-Oberflächenstruktur zu trennen, wird hier die Wand als glatt betrachtet.

4.2.2 Einfluss der Exzentrizität und Welligkeit

In dieser Untersuchung wird angenommen, dass der Spalt in der axialen Richtung parallel ist und sich die Spalthöhe nur in der Umfangsrichtung ändert. Da das 1D-Modell die Spaltänderung in der Umfangsrichtung nicht berücksichtigt, ist sie für diese Untersuchung nicht geeignet. Es werden das 2D- und 3D-Modell für diese Untersuchung angewendet. Aufgrund des notwendigen feinen Netzes im Spalt ist eine 3D-Simulation nur mit hohem Rechenaufwand möglich. Es wird für die Verifikation das 2D-Modell verwendet. Der zu betrachtende Spalt und das 3D Berechnungsmodell ist in Abbildung 4.17(a) dargestellt. Zwei nominelle Spalthöhen $\bar{h}=55,88\mu\text{m}$ werden für die Untersuchung der Exzentrizität ausgesucht. Die mittlere Spalthöhe \bar{h} ist definiert als $\bar{h} = R_r - R_s$. Im Betrieb rotiert die Welle mit der Drehgeschwindigkeit ω und oszilliert gleichzeitig. Diese Oszillation verursacht eine Änderung des Strömungsgebietes. Dies kann berücksichtigt werden, indem man eine Rotationsgeschwindigkeit Ω für das gesamte Strömungsgebiet definiert. Die Wellendrehzahl kann ohne Probleme mit den Gleichungen 2.25-2.27 betrachtet werden, aber die

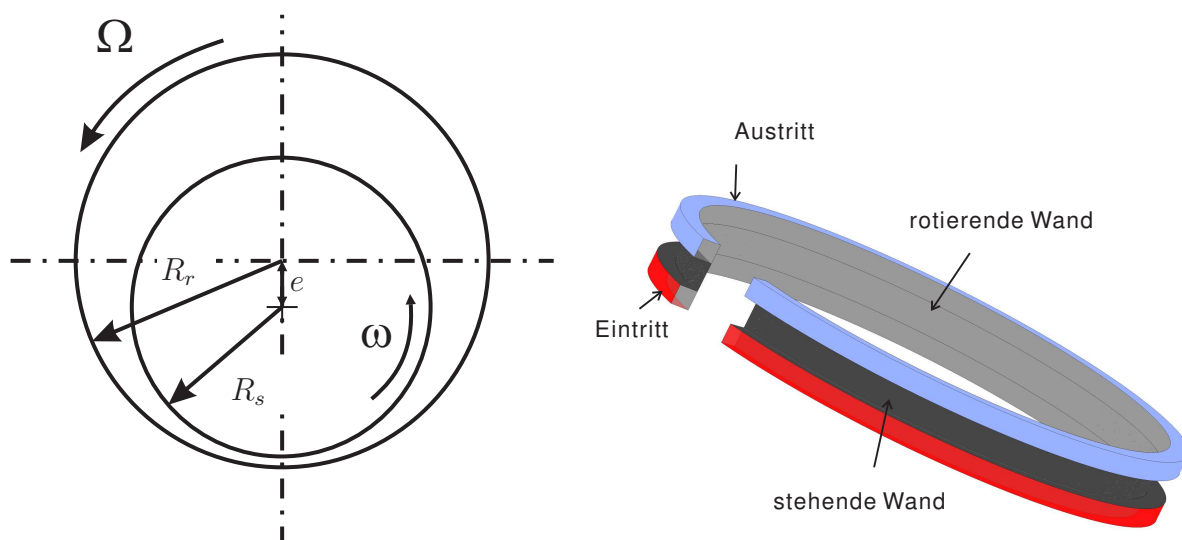


Abbildung 4.17: Schematische Darstellung der Bewegung vom Dichtring und -spalt (links), Schnittdarstellung des Modells in CFX mit Definition der Randbedingungen (rechts)

Oszillation führt zu neuen Termen, die in den Gleichungen hinzugefügt werden müssen. Die Strömungskenngrößen in Umfangsrichtung können in diesen Fall nicht vernachlässigt werden. Aus diesem Grund wird das Stabilitätsverhalten in dieser Arbeit mit CFX analysiert.

Bei der Verifikation wird die nominelle Spalthöhe $\bar{h}=55\mu\text{m}$ mit dem Exzentrizitätsgrad $\epsilon=0,6$ untersucht. ϵ ist folgendermaßen definiert

$$\epsilon = e/\bar{h} \quad (4.11)$$

Es werden Strömungen bei $\Delta p=20\text{-}50\text{bar}$ betrachtet. Wie in Kapitel 3 diskutiert, hat der Verlust am Eintritt und Austritt einen großen Einfluss auf die Druckverteilung im Spalt. Dies führt zu der Tatsache, dass beim 2D-Modell die resultierende Kraft auf den Dichtring stark von der Auswahl des empirischen Verlustfaktor abhängt. Im Gegensatz dazu ist die Leckage viel weniger empfindlich. Es muss eine sorgfältige Untersuchung für die Kraftberechnung durchgeführt werden. Der Einfluss der Exzentrizität auf die Lomakin-Kraft wird im nächsten Abschnitt diskutiert. In diesem Abschnitt wird der Schwerpunkt auf den Durchflussbeiwert gelegt. Der Eintrittsverlust wird mit dem Parameter $C_L=0,82$ nach der Untersuchung in Kapitel 3 modelliert. Der Durchflussbeiwert in Abhängigkeit von der Druckdifferenz wird in Abbildung 4.18 dargestellt. Das Ergebnis stimmt sehr gut mit der CFX Berechnung überein. Für eine Druckdifferenz bis 30bar ist eine Abweichung zu erkennen. Allerdings beträgt der Wert um die 0,1% und kann vernachlässigt werden.

Für die weiteren Untersuchungen werden Berechnungen für verschiedene Geometrien in Tabelle 4.2 vorgestellt. Damit wird der Durchflussbeiwert von drei Spalthöhen mit entsprechenden Exzentrizitätsgraden für verschiedene Wellenhülsenradien berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Die Exzentrizität zeigt kaum Einfluss auf den Durchfluss. Bei kleinen Wellendurchmessern mit kleinen Spalthöhen nimmt der Durch-

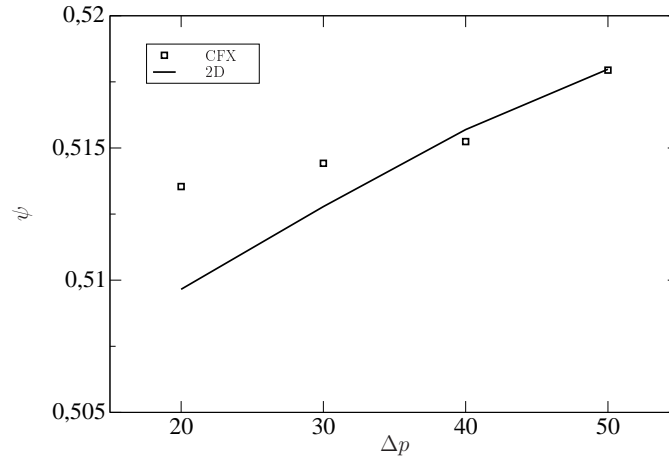


Abbildung 4.18: Verifikation des 2D Modells mit Exzentrizität

Tabelle 4.2: Definition der Spaltgeometrie

Radius der Wellenhülse [mm]	50	100
nominierte Spalthöhe \bar{h} [μm]	88	55
Exzentrizitätsgrad ϵ	0,4	0,6

fluss mit der Exzentrizität ab, aber der Unterschied ist minimal. Wie in Abbildung 4.16 dargestellt bildet die innere Geometrie des Kohlerings keinen exakten Kreis. Die Messungen für verschiedene Dichtringe zeigen, dass die Differenz zwischen dem maximalen und dem minimalen Radius bis zu mehreren Mikrometer betragen kann. Um das 1D-Modell anzupassen ist es notwendig zu quantifizieren, wie groß der Einfluss der Welligkeit auf die Leakage ist. Dafür wird das 2D-Modell verwendet.

Die gemessenen Geometriedaten des Dichtspalts können direkt im 2D-Modell berücksichtigt werden. Aufgrund der hohen Auflösung ist allerdings eine entsprechende Gitteranzahl in der Umfangsrichtung erforderlich. Allerdings ist es schwierig, den Einfluss der Geometriedaten zu parametrisieren. Eine gute Annäherung ist der Ansatz, die Oberflächendaten durch trigonometrische Funktionen zu modellieren. Die gemessenen Formen in Abbildung 4.16 und 4.20(a) können beispielsweise durch den in Abbildung 4.20(b) dargestellten Ansatz modelliert werden. Dabei ist h_0 die mittlere Spalthöhe, A_m kennzeichnet die Amplitude. Die Verteilung der Spalthöhe in der Umfangsrichtung kann wie folgt beschrieben werden

$$h(\beta) = h_0 + A_m \sin(C_\omega \beta) \quad (4.12)$$

Die Anzahl der Perioden wird von C_ω bestimmt. In dieser Untersuchung wird die Periode anhand der Messung auf zwei festgelegt. Durch Variieren der Amplitude wird die Auswirkung der Welligkeit auf den Durchflussbeiwert analysiert. Anhand der Messwerten werden drei Amplituden $A_m=0,4, 0,6$ und $0,8\mu\text{m}$ ermittelt, um die Welligkeiten der realen Oberflächen zu modellieren. Die Leakage für vier verschiedene mittlere Spalthöhen werden berechnet und sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Die Welligkeit zeigt keinen großen Einfluss auf den Durchflussbeiwert. Bei kleinen Spalthöhen sind die Ergebnisse mit verschiedenen Amplituden fast identisch. Mit einer steigenden Spalthöhe nimmt der

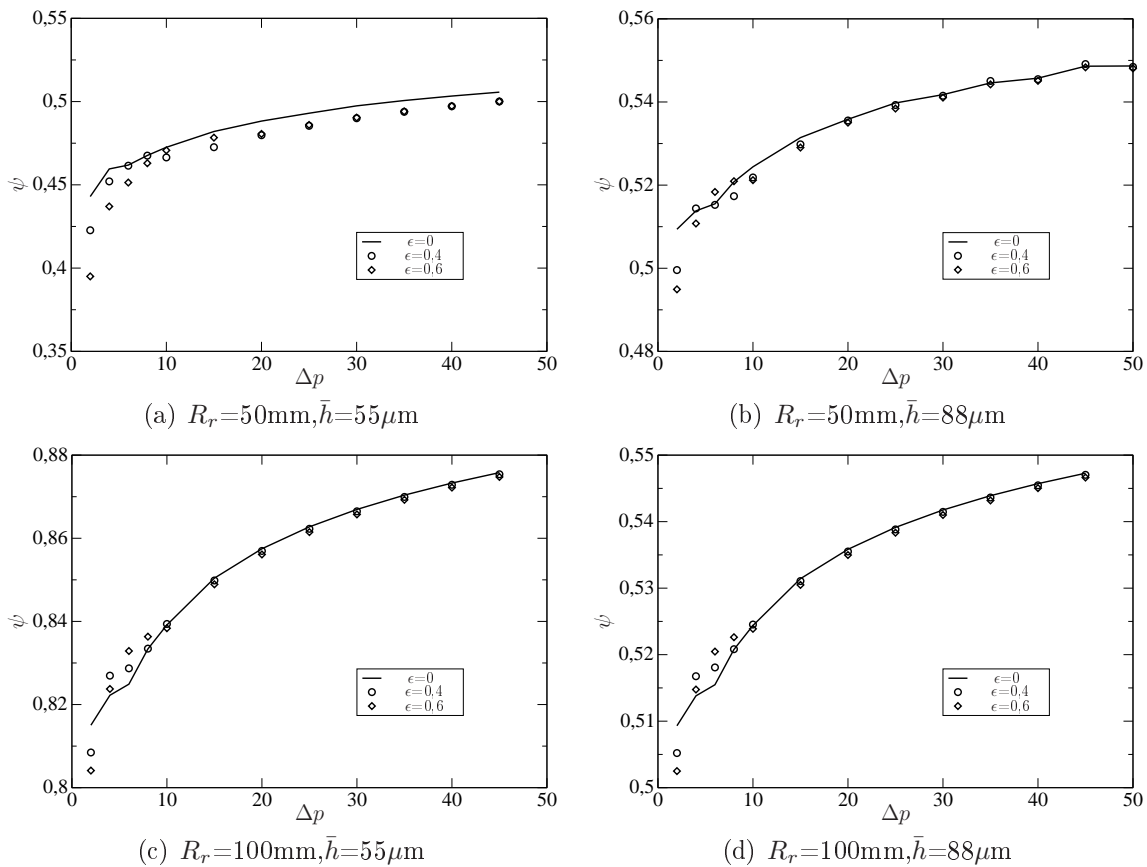


Abbildung 4.19: Einfluss der Exzentrizität auf den Durchflussbeiwert

Durchfluss aufgrund der Welligkeit leicht ab. Aber der Unterschied ist vernachlässigbar. Daraus kann man schließen, dass eine genaue Betrachtung der realen Oberflächengeometrie zu ähnlichen Ergebnissen führt und es nicht sinnvoll erscheint, diese weiter zu berücksichtigen. Diese Erkenntnis deutet darauf hin, dass sich das 1D-Modell in Bezug auf die Welligkeit und die Exzentrizität ohne weitere Modifikationen für die Berechnung des Durchflussbeiwerts verwenden lässt.

4.2.3 Einfluss der Entspannungsnut

Die Untersuchung des Einflusses der Entspannungsnut wird in zwei Aspekten durchgeführt. Zuerst wird der Einfluss auf den Durchflussbeiwert analysiert. Danach wird die Auswirkung auf das Dichtringverhalten behandelt.

Einfluss der Nutposition auf den Durchflussbeiwert

Es wird die Spaltströmung mit drei verschiedenen Nutpositionen an der Stelle $0,25 L$, $0,5 L$ und $0,75 L$ betrachtet. Zusätzlich wird eine Kombination der ersten und der drit-

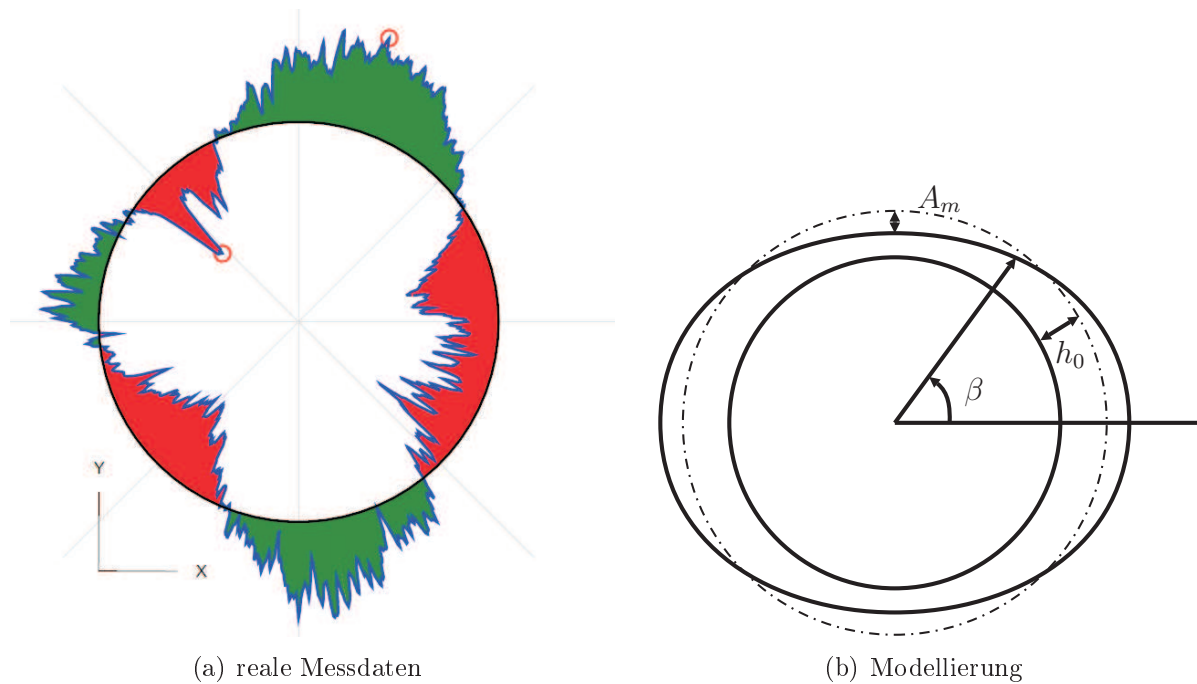


Abbildung 4.20: Skizze für die Behandlung der Welligkeit mit Kennzeichnung des gemessenen maximalen und minimalen Wertes im roten Kreis

ten Position berücksichtigt. Die Geometrie und Position der Entspannungsnut werden in Abbildung 4.22 gezeigt. Tabelle 4.3 fasst die untersuchten Fälle zusammen. Aufgrund

Tabelle 4.3: Definition der Nutpositionen von Betrachtungsfälle

Kennzeichnung der Nutposition	Lage der Nut
Nut I.	$0,25L$
Nut II.	$0,5L$
Nut III.	$0,75L$
Nut IV.	$0,25L$ und $0,75L$

der Nut ist die Strömung nicht mehr zweidimensional. Die Strömung in der Nut kann sowohl mit der quasi-eindimensionalen Machzahlgleichung als auch mit der 2D Bulk-Strömungstheorie nicht korrekt berechnet werden. Daher ist nur das 3D-Modell für diese Untersuchung anwendbar und die Simulationen werden aus diesem Grund in CFX durchgeführt. Abhängig von der Position entstehen verschiedene Verteilungen der Strömungskenngrößen, die letztendlich den Durchflussbeiwert beeinflussen können. Anhand der vorherigen Untersuchungen hat eine Spaltänderung in der Umfangsrichtung keinen Einfluss auf den Durchflussbeiwert. Daher kann die Spalthöhe in der Umfangsrichtung konstant angenommen werden. Das Rechenggebiet wird wie in Kapitel 3 auf ein Segment vereinfacht und es werden ähnliche Randbedingungen definiert. Dabei werden Spalthöhen von $h = 12, 33$ und $88\mu\text{m}$ betrachtet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.23 zusammengefasst.

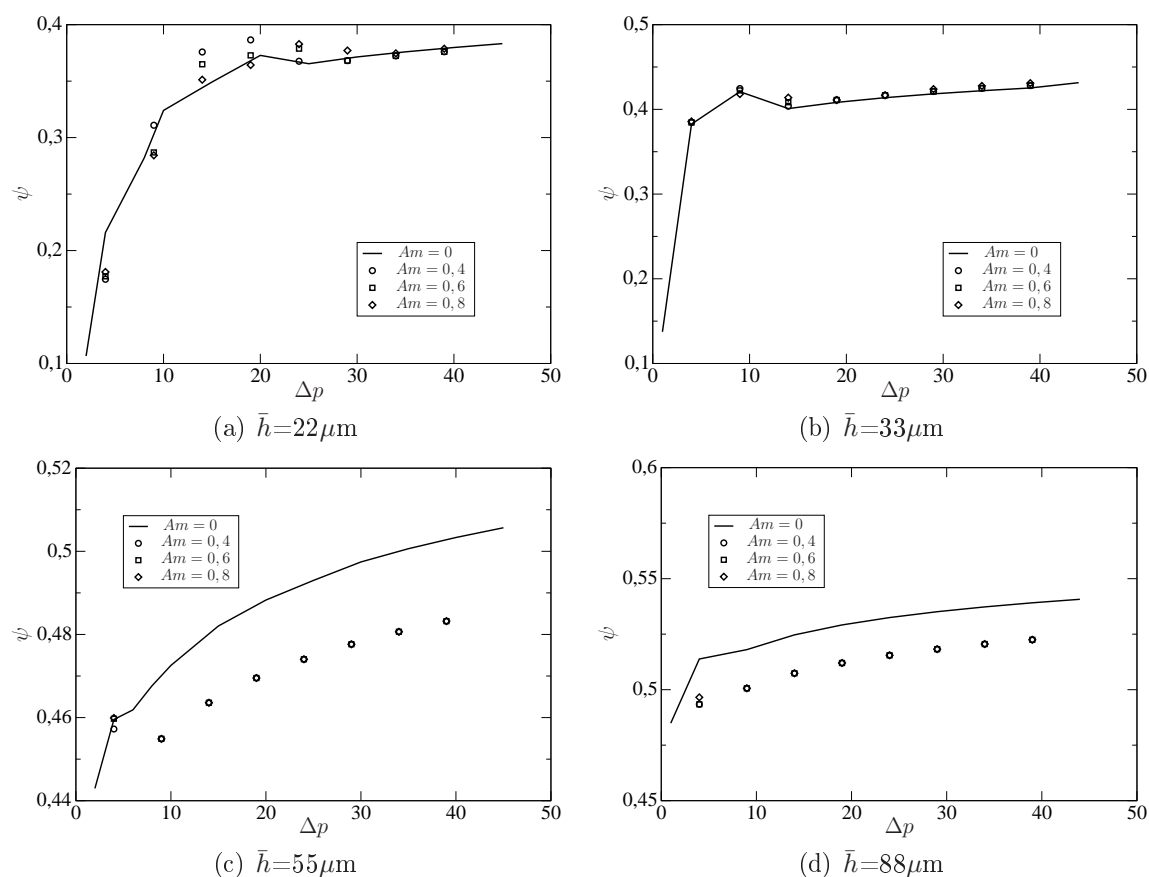


Abbildung 4.21: Durchflussbeiwert für verschiedene Welligkeiten

Der Einfluss der Entspannungsnut ist abhängig von der Spalthöhe. Der Durchflussbeiwert wird bei einem kleinen Spalt erhöht und mit Zunahme der Spalthöhe verringert. Der Grund dafür liegt darin, dass die effektive Spaltlänge für die Drosselung von der Nutbreite abgezogen wird. Bei kleiner Spalthöhe ist dieser Anteil so groß, dass die Verringerung der Leakage durch den Verlust an der Stelle der Nut nicht kompensiert werden kann. Wenn die Spalthöhe groß genug ist, wird die Leakage nur leicht reduziert. Dieser Effekt wird verstärkt wenn die Anzahl der Nuten erhöht wird. Die Druck- und die Machzahlverteilung entlang des Spalts für die Spalthöhe $12\mu\text{m}$ bei einem Prozessdruck von 40bar sind in Abbildung 4.24 dargestellt.

Die Entspannungsnut zeigt eine eindeutige Änderung des Strömungsverlaufs. Allerdings wirkt sich diese Änderung kaum auf den restlichen Spalt aus. Dort verläuft die Machzahl fast gleich wie in einem parallelen Spalt. In der Druckverteilung bewirkt die Nut IV eine leichte Senkung. Bei den anderen Nuten sind die Druckverteilungen fast identisch. Dies erklärt den kleinen Unterschied in Abbildung 4.23.

Einfluss der Nutposition auf das Dichtringverhalten

Ein bisher noch nicht betrachtetes Phänomen ist der Lomakin-Effekt, der zur Selbstzentrierung des Dichtrings dient. Bei der gleichen Druckdifferenz variiert die Druckverteilung

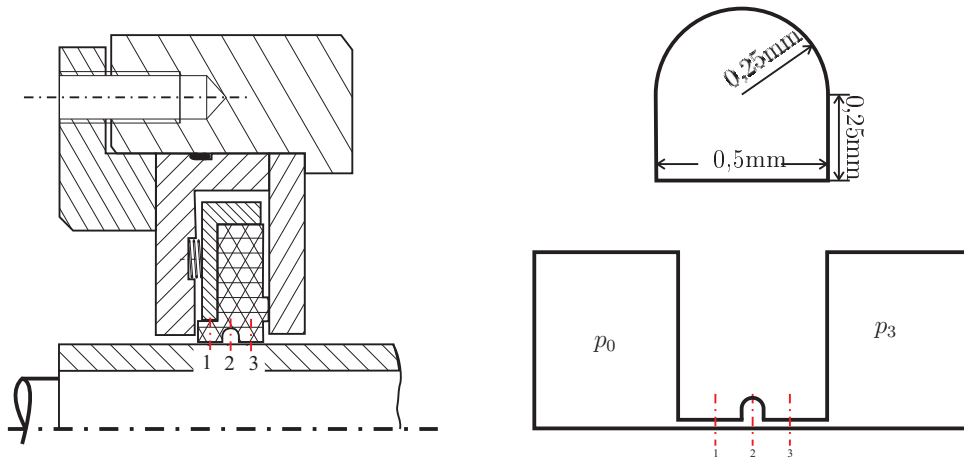


Abbildung 4.22: Darstellung der Dichtungsgeometrie mit Entspannungsnut

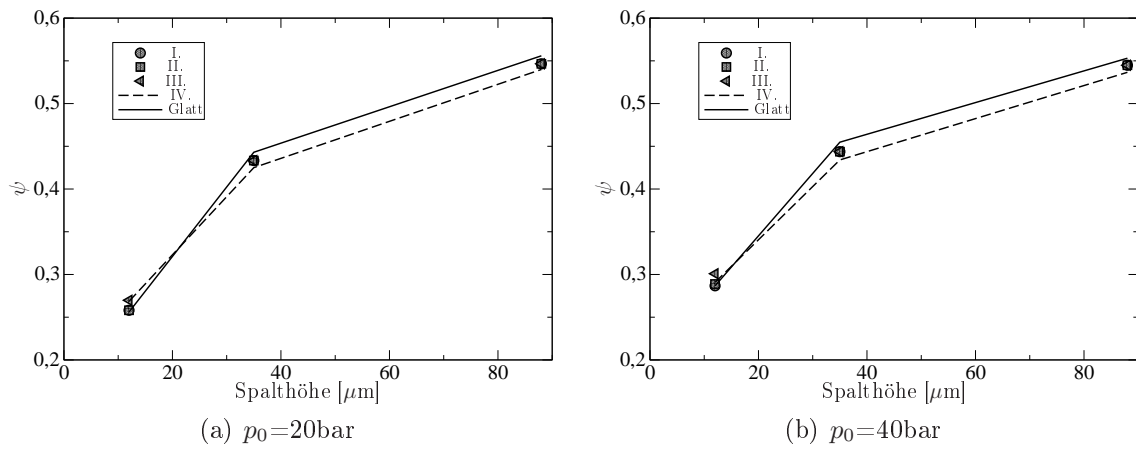


Abbildung 4.23: Durchflussbeiwert für den Spalt mit verschiedenen Nuten

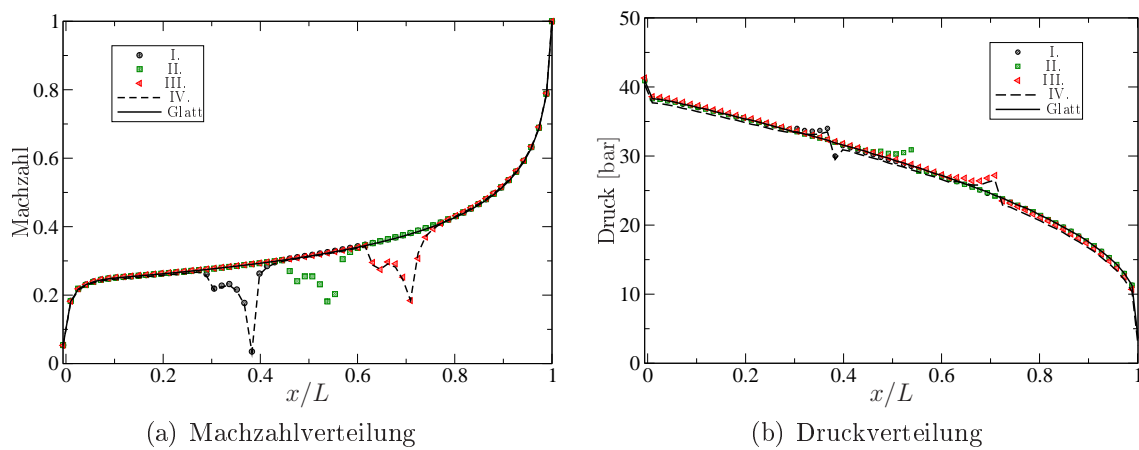


Abbildung 4.24: Machzahl- und Druckverteilung im Spalt mit verschiedenen Nuten, $h_0=12\mu\text{m}$, $p_0=40\text{bar}$

in Abhängigkeit von der Spalthöhe. Die resultierende Kraft führt zu einer Selbstzentrierung innerhalb des Ringspalts. Diese Kraft ist die Lomakin-Kraft. Abbildung 4.25 stellt die Kraft schematisch dar. Die Untersuchungen in der Literatur zeigen verschiedene Einfluss-

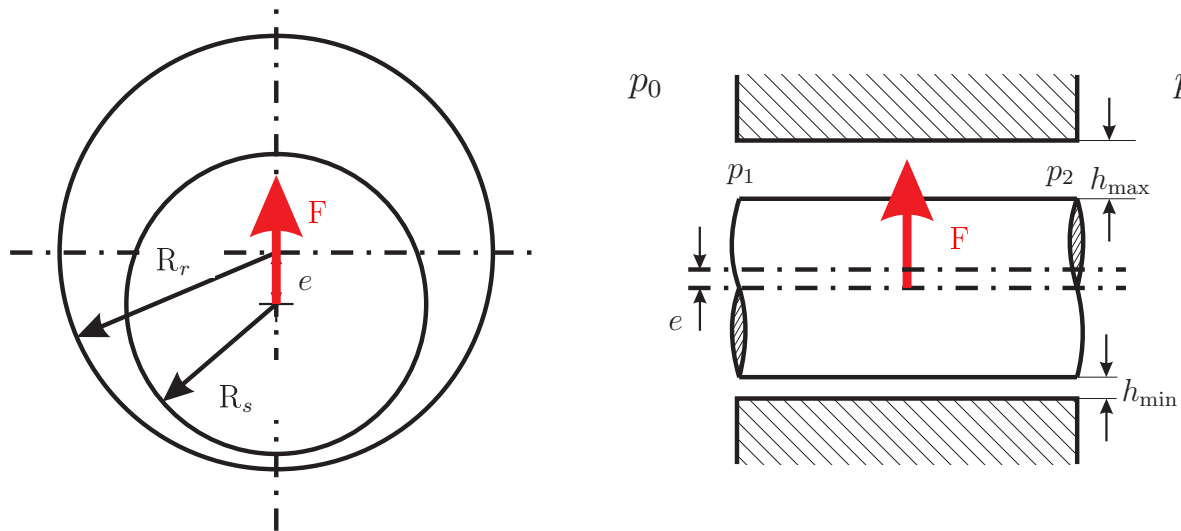


Abbildung 4.25: Darstellung des Lomakin-Effekts

faktoren für den Lomakin-Effekt. Diese sind im wesentlichen der Verlust am Spalteintritt und die Spaltgeometrie. In [108] wird durch theoretische und experimentelle Analysen festgestellt, dass der Verlust am Spalteintritt eine entscheidende Rolle für den Lomakin-Effekt im Gleitlager spielt. Aufgrund des Verlustes am Eintritt ist der Druck dort kleiner als der Prozessdruck. Der Druckverlust steigt mit einer zunehmenden Spalthöhe. Die Druckverteilung entlang des Spalts für ein inkompressibles Fluid ist in Abbildung 4.26(a) skizziert.

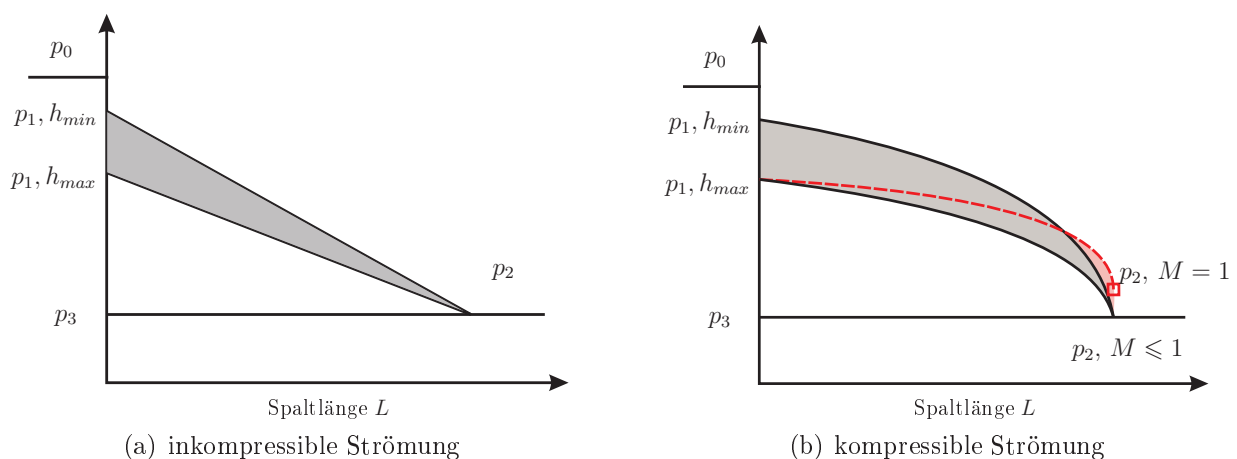


Abbildung 4.26: Druckverlauf für verschiedene Spalthöhen

Für ein kompressibles Fluid ist die Druckverteilung nicht mehr linear. Außerdem kann der Druck am Spaltaustritt größer als der Umgebungsdruck sein, wenn die Geschwindigkeit

am Austritt die Schallgeschwindigkeit erreicht. Für kleine Druckdifferenzen ist die Strömungsgeschwindigkeit am Austritt kleiner oder gleich der Schallgeschwindigkeit (kritischer Zustand). In diesen Fall ist der Druck an dieser Stelle gleich dem Umgebungsdruck. Wenn die Druckdifferenz von diesem Zustand aus weiter steigt, bleibt die Geschwindigkeit am Spaltaustritt zwar bei der Schallgeschwindigkeit, aber der Druck wird weiter zunehmen. Die tatsächliche Druckdifferenz im Spalt verkleinert sich. Dies führt zur Situation, dass sich die Strömung im exzentrischen Ringspalt in unterschiedlichen Zuständen befinden kann. Die Druckverteilung entlang des Spalts ist in Abbildung 4.26(b) dargestellt. Bei der Berechnung der Lomakin-Kraft muss das rote Schraffurgebiet abgezogen werden. Abhängig von der Druckverteilung kann die Kraft verringert werden oder im Extremfall negativ sein. Dies führt zu einer schwächeren Selbstzentrierung oder zu einer weiteren Dezentrierung des Dichtrings. In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Nut auf die Lomakin-Kraft untersucht. Dabei werden 3D-Simulationen für die in Tabelle 4.4 gezeigte Spaltgeometrie durchgeführt und ausgewertet. Die genaue Geometrie wird in Tabelle 4.4 beschrieben. Die

Tabelle 4.4: Abmessung des 3D-Modells

Abmessungen	Zahlenwert
R_s	50,055mm
R_r	50mm
e	33 μ m

Ergebnisse sind in Abbildung 4.28 zusammengefasst.

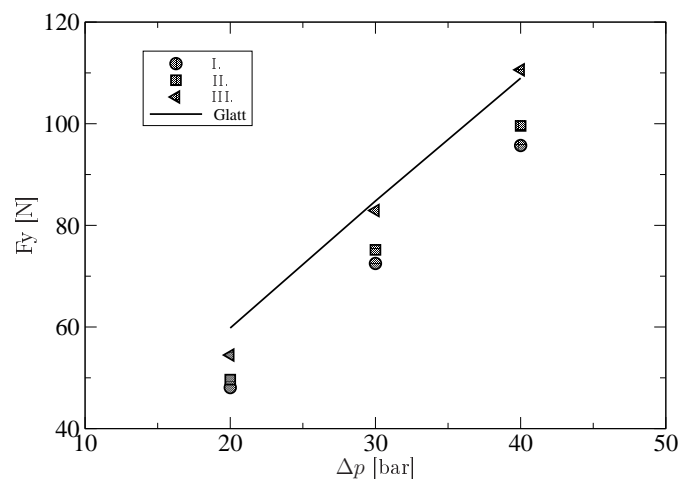


Abbildung 4.27: Einfluss der Nut auf die Lomakin-Kraft

Durch den Einsatz der Nut wird die Lomakin-Kraft in den meisten Fällen verringert. Der Einsatz einer Entspannungsnut zeigt keine Verbesserung des schwachen Lomakin-Effekts bei Schallgeschwindigkeit am Austritt. Mit der Nut I. wird die Kraft am meisten reduziert. Ein positives Ergebnis ergibt sich erst mit Nut III. bei 40bar. Hier nimmt die Kraft mit einer steigenden Druckdifferenz zu. Ein eindeutiger Vorteil der Nut ist dennoch nicht zu erkennen. Berechnungen mit Berücksichtigung der Rotation werden ebenfalls durchgeführt. Verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten werden betrachtet. Die Ergebnisse zeigt

eine Unabhängigkeit von der Rotationsgeschwindigkeit. Außerdem unterscheiden sie sich kaum zu den Ergebnissen ohne Berücksichtigung der Rotation. Die Rotation der Welle hat in diesem Fall keinen signifikanten Einfluss auf die Lomakin-Kraft. Da es kaum Unterschiede zu Abbildung 4.27 gibt, werden die Ergebnisse nicht ausführlich vorgestellt. Die in Kapitel 3 dargestellte Kräftebilanz zeigt, dass sich der Kohlering erst bewegen

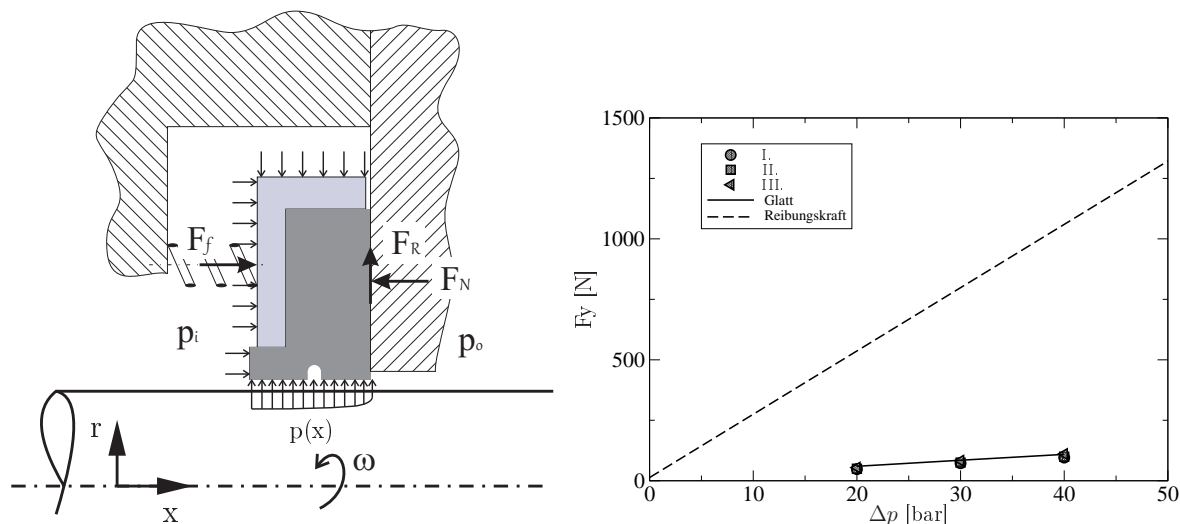


Abbildung 4.28: Vergleich der Lomakin-Kraft mit der Reibungskraft, $F_R = 0,2F_N$

kann, wenn die Lomakin-Kraft größer als die Reibungskraft ist. Eine typische dynamische Reibungszahl für Kohle-Stahl liegt bei 0,2. Die Reibungskraft in Abhängigkeit von der Druckdifferenz wird in Abbildung 4.28(b) gezeigt. Sie gilt für einen Wellendurchmesser von 50 mm. Da die Änderung der Spalthöhe die projizierte Fläche kaum beeinflusst, ist diese Kenntnis für weitere Wellendurchmesser übertragbar. Neben der Reibungskraft wird auch die Lomakin-Kraft in Abbildung 4.28(b) eingetragen. Es wird deutlich, dass die Lomakin-Kraft im Hochdruckbereich zu gering ist, um die Reibungskraft zu überwinden. Eine Selbstzentrierung des Kohleschwimmers ist nur bei einer kleinen Druckdifferenz realisierbar.

4.3 Schlussfolgerungen

Der Einfluss der Oberflächenstruktureigenschaften auf die Spaltströmung und das Dichtungsverhalten wird in diesem Kapitel untersucht. Dabei werden folgende Aspekte betrachtet:

1. Die Fertigung bedingte Mikro-Oberflächenrauheit
2. Die Änderung der Spalthöhe in der Umfangsrichtung aufgrund der Exzentrizität und der Welligkeit
3. Die vorgegebene Makro-Oberflächenstruktur

Das Ziel ist es, das 1D-Modell unter diesen Umständen so anzupassen, dass es das reale Strömungsverhalten bestmöglich wiedergibt. Dazu werden passende CFD-Tools eingesetzt, um die Auswirkungen der einzelnen Aspekte zu quantifizieren. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass sowohl die Makro- als auch die Mikro-Oberflächenstruktur wenig Einfluss auf die Leckage haben. Des Weiteren kann die Änderung der Spalthöhe in der Umfangsrichtung ohne Genauigkeitsverluste durch eine normierte Spalthöhe modelliert werden. Der Einsatz von Entspannungsnuten hat nur kleinen Einfluss auf die Leckage. Die Wandrauheit ist lediglich für kleine Spalthöhen relevant. Ihr Einfluss nimmt allerdings mit der Erhöhung einer Spalthöhe schnell ab. Mit der 2D Bulk-Theorie kann die Sandkornrauheit mittels der Moody-Formulierung für den Reibungsbeiwert sehr gut berücksichtigt werden. Allerdings wird der Durchflussbeiwert im 1D-Modell stark unterschätzt. Für Spalthöhen ab $33\mu\text{m}$ erweist sich die Blasius-Formel zur Berücksichtigung der Sandrauigkeit als geeignet. Mit diesem Ansatz wird der Durchflussbeiwert allerdings für kleinere Spalthöhen im 1D-Modell um bis zu 10% unterschätzt. Das 1D-Modell zeigte insgesamt eine gute Performance für die Leckageberechnung.

Am Ende des Kapitels wird der Lomakin-Effekt analysiert. Eine 3D-Simulation zeigt, dass der Einsatz von Nuten große Auswirkungen auf den Lomakin-Effekt hat. Abhängig von deren Position wird der Lomakin-Effekt in den meisten Fällen abgeschwächt. Lediglich für die Nutposition III. bei hohen Druckdifferenzen ergibt sich eine Verstärkung des Effekts. Eine deutliche Verbesserung des Dichtungsverhaltens ist nicht dabei zu erkennen. Ein Vergleich der Lomakin-Kraft mit der zu überwindenden Reibungskraft zeigt, dass die Lomakin-Kraft für die Hochdruckanwendung zu klein ist, um den Dichtring wirksam zu zentrieren.

5 Untersuchung der Fluid-Struktur Interaktion (FSI) in Kohleschwimmringdichtsystemen

Im letzten Kapitel wird gezeigt, dass die Oberflächenstruktur wenig Einfluss auf den Durchflussbeiwert hat und daher nicht verantwortlich für die Abweichung der berechneten und gemessenen Werte in Abbildung 3.10 ist. Als wichtiger Faktor für die Modellbildung ist schließlich noch die Fluid-Struktur Interaktion zu untersuchen. In diesem Kapitel wird die FSI anhand der Berechnung mit ANSYS analysiert. Basierend auf diesen Untersuchungen wird die Modellbildung für die Leckageberechnung optimiert. Es wurde im letzten Kapitel bestätigt, dass das analytische Strömungsmodell mit wenig Abweichung den Durchflussbeiwert gut berechnen kann. Daher wird der in Kapitel 2 beschriebene analytische Lösungsansatz in Matlab implementiert. Die Berechnung mit ANSYS ist allgemeingültig. Im Gegensatz dazu wird der analytische Ansatz nur für die spezifische Anwendung in dieser Arbeit entwickelt. Die Vorgehensweise ist in Abbildung 5.2 zusammengefasst.

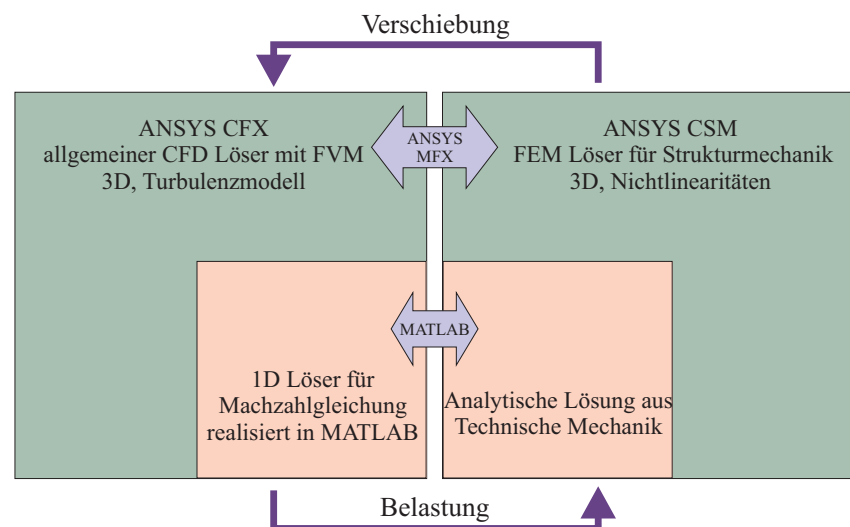


Abbildung 5.1: Zusammenfassung der FSI Lösungsansätze

5.1 Strukturmechanische Untersuchung des Dichtsyste- ms

Vor der eigentlichen FSI-Simulation ist es sinnvoll zunächst den Festkörper allein zu betrachten. Das Dichtsystem ist als kompakte Baugruppe konstruiert. Nach der Montage ist der obere Teil des Stahlgehäuses fest mit der Strömungsmaschine verschraubt. Der Dichtring und das restliche Gehäuseteil stehen unter der Belastung der Fluids und können sich frei bewegen. Ein Überblick über die Randbedingungen und die Verbindungen zwischen den Bauteilen ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Es gibt zwei Besonderheiten, die in

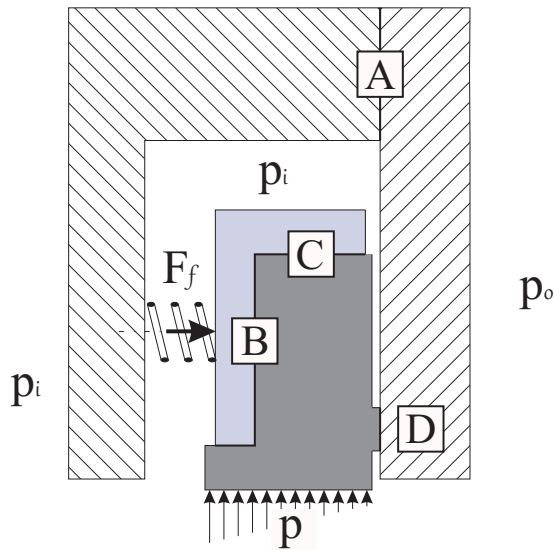


Abbildung 5.2: Darstellung des Rechengebietes

der Simulation sorgfältig behandelt werden müssen. Dies sind die Verbindung innerhalb des Kammerteils (A), die Presspassung zwischen dem Kohlering und der Titanbandage (B) und der Kontakt zwischen dem Dichtring und dem Kammerteil (D). In den mechanischen Berechnungen mit ANSYS spielt die Einstellung des Kontakts eine wichtige Rolle. Reale Kontakte zwischen Festkörpern können hauptsächlich in drei Kategorien unterteilt werden: Punkt zu Punkt, Punkt zu Oberfläche und Oberfläche zu Oberfläche. Wie in Abbildung 1.1 dargestellt, handelt es sich in dieser Arbeit um einen Kontakt von Oberflächen zu Oberflächen. In ANSYS Workbench werden die speziellen Elementtypen *CONTA**, *LINK**, *COMBIN** und *TARGE** für den Kontakte definiert. Dabei steht * für die Elementnummer, die für verschiedene Kontaktarten geeignet ist. Die in dieser Arbeit auftretenden Kontaktarten und Kontaktelemente werden im Folgenden dargestellt und diskutiert. Eine ausführliche Erklärung zur Anwendung und der Theorie findet man in [109].

ANSYS Workbench erlaubt je nach Situation fünf Kontaktarten. Da sich bei Kontakten die Steifigkeit ändern kann, ist das Problem nichtlinear. Es kann keine Zugbelastung übertragen werden und die Kontaktflächen können sich trennen. Um dies zu berücksichtigen sind in ANSYS vier Algorithmen implementiert. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die

Kontaktarten und die jeweils verwendbaren Algorithmen. Der Algorithmus *multi-point*

Tabelle 5.1: Einstellungen für die Kontaktflächen

Kontaktarten	Algorithmus	Eigenschaften
Verbund Keine Trennung	<i>MPC</i>	nicht abhebbar
Reibungsfrei Rau Reibungsbehaftet Erzwungenes reibungsbehaftetes Gleiten	<i>Pure Penalty</i> <i>Augmented-Lagrange</i> <i>Lagrange</i>	abhebbar

constrain (MPC) wird nur für Kontaktarten mit dem Verbund verwendet. Eine Trennung ist nicht erlaubt. Die Verschiebung auf den Kontaktflächen bleibt gleich und der Kontakt wird linear behandelt. Das *Pure Penalty*- und *Augmented-Lagrange*-Verfahren sind *penalty*-basierte Verfahren. In diesen Verfahren wird eine Kontaktsteifigkeit eingesetzt, um die Kontaktkraft zu berechnen. Abbildung 5.3 stellt das Verfahren schematisch dar. Je größer die Kontaktsteifigkeit ξ , desto kleiner wird die Durchdringung x_d (Gleichung 5.1). Das *Augmented Lagrange*-Verfahren addiert einen zusätzlichen Term λ , damit ξ weniger empfindlich bezüglich der Kontaktsteifigkeit wird (Gleichung 5.2). Dies sollte die Konvergenz der Berechnung verbessern.

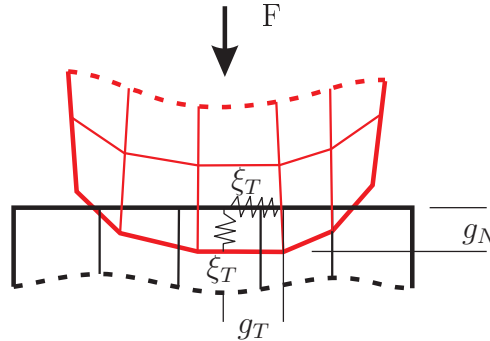


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des *Pure Penalty*-Verfahrens[65]

$$F_N = \xi_N x_{dN}, \quad F_T = \xi_T x_{dT}, \quad (5.1)$$

$$F_N = \xi_N x_{dN} + \lambda_N, \quad F_T = \xi_T x_{dT} + \lambda_T, \quad (5.2)$$

Anders als das *penalty*-basierte Verfahren behandelt das *Lagrange*-Verfahren die Kontaktkraft mit einem zusätzlichen Freiheitsgrad. Daher ist keine Eingabe der Kontaktsteifigkeit nötig. Allerdings steigt der Rechenaufwand durch den zusätzlichen Freiheitsgrad. In diesem Verfahren ist keine Durchdringung möglich. Der Kontaktzustand liegt zwischen berührend und separat oszillierend und kann zu Konvergenzproblemen führen. Eine richtige Auswahl des Algorithmus ist für die Genauigkeit und die Konvergenz der Berechnung sehr wichtig. Die Definition der Kontaktstellen in Abbildung 5.2 ist in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die einfachste Kontaktstelle ist die innerhalb des Kammerteils (A). Durch die

Schraubenverbindung bleiben die beiden Flächen zusammen und können als Verbund definiert werden. In Anbetracht des Fertigungsprozesses des Dichtrings und des mechanischen und thermischen Betriebszustands kann man davon ausgehen, dass die Kontaktstelle B ebenfalls immer zusammen bleibt. Dieser Kontakt kann ohne Trennung in der Simulation definiert werden. Die andere Kontaktstelle C zwischen dem Kohlering und der Titanbandage hat eine Verbindung mit Presspassung. Die Toleranz wird bei der Konstruktion so berechnet, dass sich die beiden Bauteile auf keinen Fall im Betrieb trennen dürfen. Es gibt ebenfalls keine Kraft, die zur relativen Bewegung führen kann. Daher macht es keinen Unterschied ob eine reibungslose oder raue Kontaktart ausgewählt wird. Im Gegensatz dazu ist der Kontaktstelle D reibungsbehaftet. Abhängig von der Druckdifferenz kann der Dichtring beweglich sein. Ein Reibungskoeffizient zwischen Kohlenstoff und Stahl von 0,2 wird eingegeben. In Tabelle 5.2 werden die Definitionen zusammengefasst.

Tabelle 5.2: Rauheit des Dichtrings und der Welle

Kontaktstelle	Kontaktarten	Algorithmus
A	Verbund	<i>MPC</i>
B	Keine Trennung	<i>MPC</i>
C	Reibungslos	<i>Augmented-Lagrange</i>
D	Reibungsbehaftet ($f = 0, 2$)	<i>Augmented-Lagrange</i>

Die Presspassung in ANSYS Mechanical wird mit einem geometrischen Übermaß realisiert. Dies kann entweder bei der Erstellung des geometrischen Modells direkt berücksichtigt oder über die Kontaktbehandlung definiert werden. Diese Behandlung ist allerdings nur für reibungslose und reibungsbehaftete Kontaktarten verfügbar. Die drei Behandlungsarten und ihre Bedeutung werden in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

Tabelle 5.3: Kontaktbehandlungen in ANSYS Mechanical

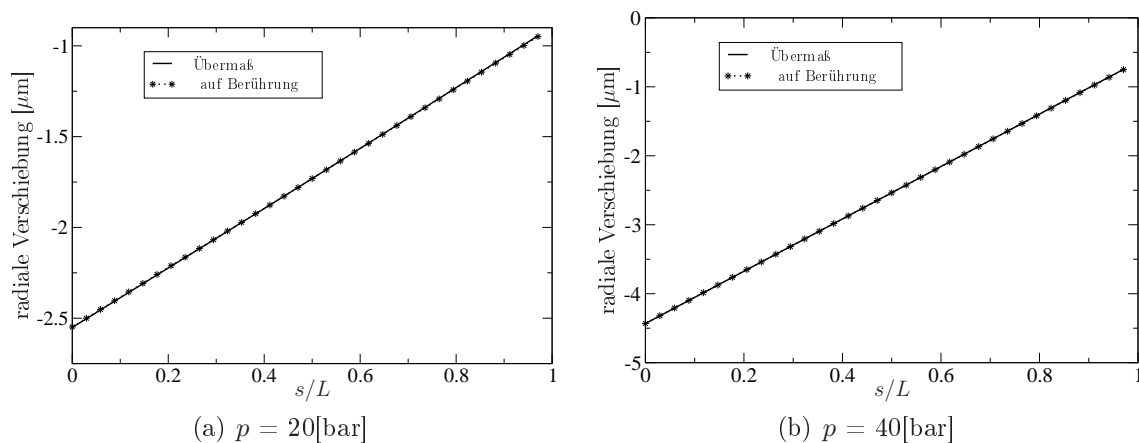
Kontaktbehandlung	Details
Auf Berührung anpassen	kein Spalt vorhanden
Versatz hinzufügen, lineares Ansteigen	Versatz schrittweise hinzufügen
Versatz hinzufügen, kein lineares Ansteigen	Versatz auf einmal hinzufügen

Die Definition der Kontaktbehandlung bietet die Möglichkeit ohne Änderung der Geometrie einen initialen Kontaktzustand zu erstellen. Daher wird die Presspassung in dieser Weise betrachtet. Auf den äußeren Oberflächen wird eine konstante Druckrandbedingung vorgegeben. Da die Druckverteilung im Spalt erst nach der Strömungsberechnung bekannt und nicht vordefinierbar ist, wird eine lineare Druckverteilung wie in Abbildung 5.2 angenommen. Aufgrund der Symmetrie in Umfangsrichtung ist es ausreichend, nur ein Teilsegment der gesamten zylinderförmigen Geometrie zu berechnen. Mit der reibungsfreien Lagerung auf den Querschnittflächen ergibt die Simulation ein physikalisch sinnvolles Ergebnis. Eine Gitterstudie wird durchgeführt, um den Diskretisierungsfehler abzuschätzen. Die Materialeigenschaften des Dichtrings sind in Tabelle 5.4 aufgelistet.

Tabelle 5.4: Materialeigenschaften des Dichtsystems

	Material	Dichte [kg/m ³]	Poissonzahl	E-Modul [GPa]
Gehäuse	Stahl 1.4571	8000	0,3	210
Bandage	Titan 3.7165	4430	0,33([110])	110
Dichtring	Kohlenstoff E12K	2250	0,25	24

Für die Presspassung wird zuerst das Übermaß betrachtet. Dieses kann durch Definition des Versatzes nachgebildet werden. Durch die Presspassung entsteht ohne weitere Belastung eine Deformation in radialer Richtung. Die radiale Deformation von der Innenseite entspricht dem Maß, das bei der Fertigung nachgearbeitet werden muss. Dieser Wert wird als Basisgröße für die weiteren Untersuchungen verwendet. Die radiale Verschiebung mit der abgezogenen Basisgröße wird an der gleichen Stelle für weitere Simulationen mit Druckbelastung ausgewertet. Dieser Wert entspricht der möglichen radialen Deformation der realen Bauteile. Die Kontaktflächen berühren sich nach der Fertigung und die durch die Presspassung entstehende Spannung wird nach dem Abdrehen des Materials teilweise wieder entspannt. Für die FSI-Simulation kann man die Geometrie während der Berechnung nicht ablösen und der Einfluss kann nicht berücksichtigt werden. Daher wird zuerst untersucht, ob die Kontaktbehandlung für weitere Berechnungen als *Auf Berührung anpassen* definiert werden kann. Die Randbedingungen und die Auswertungsstelle werden in Abbildung 5.5(a) dargestellt. Zwei Druckbelastungen werden betrachtet. Die radiale Verschiebung der unteren Kante aus beiden Berechnungen wird verglichen. Abbildung 5.4 zeigt die Ergebnisse.

**Abbildung 5.4:** Untersuchung der Kontaktbehandlung

Der Unterschied zwischen beiden Definitionen ist minimal. Die Kontaktstelle C darf für die weiteren Untersuchungen auf den Berührungsfall angepasst werden. Wie bei der Strömungssimulation sind die Ergebnisse eines auf der FEM basierenden struktur-mechanischen Modells von der Gitterauflösung abhängig. Um genaue Ergebnisse mit einem vertretbaren Rechenaufwand zu erzielen, ist eine vorgeschaltete Gitterstudie sinnvoll. Aufgrund der losen Verbindung zwischen dem Dichtring und dem Gehäuse werden zuerst Gitterstudien

für die beiden Baugruppen durchgeführt, um den Einfluss der Interpolation zwischen dem Kontakt auszuschließen. Danach werden jeweils zwei der stabilsten Gitterauflösungen mit der Kontakteinstellung aus den letzten Untersuchungen analysiert. Der wichtigste Parameter ist dabei die radiale Verschiebung des Innendurchmessers vom Kohlering, weil dieser für die Spalthöhe in der Strömungsberechnung maßgeblich ist. Aus diesem Grund wird der Einfluss der Gitterauflösung auf die radiale Verschiebung für den Dichtring untersucht. Für das Gehäuse spielt dagegen die axiale Verschiebung der Kontaktfläche D eine wichtige Rolle für die Spaltgeometrie. Drei Elementgrößen werden jeweils für den Dichtring und das Gehäuse verwendet. Die radiale Verschiebung für den Dichtring und die axiale Verschiebung für das Gehäuse werden auf den in Abbildung 5.5 und 5.6 gekennzeichneten Kanten ausgewertet.

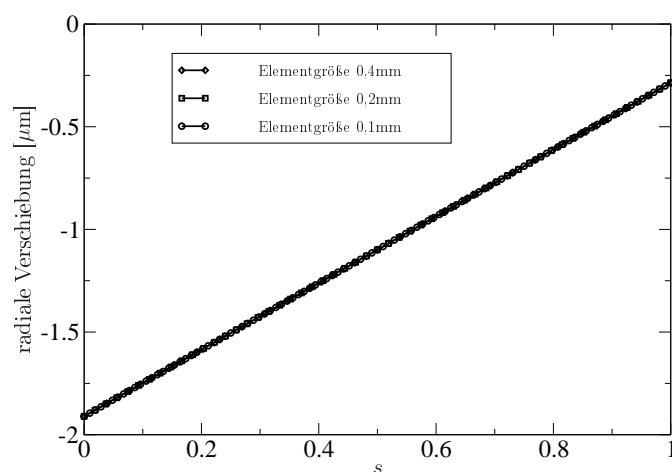
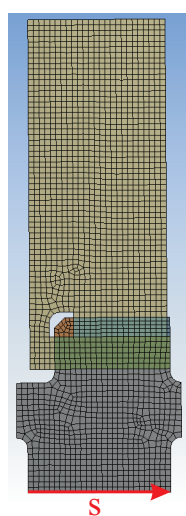
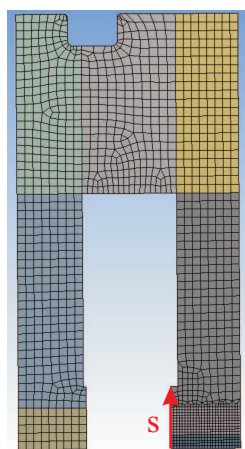
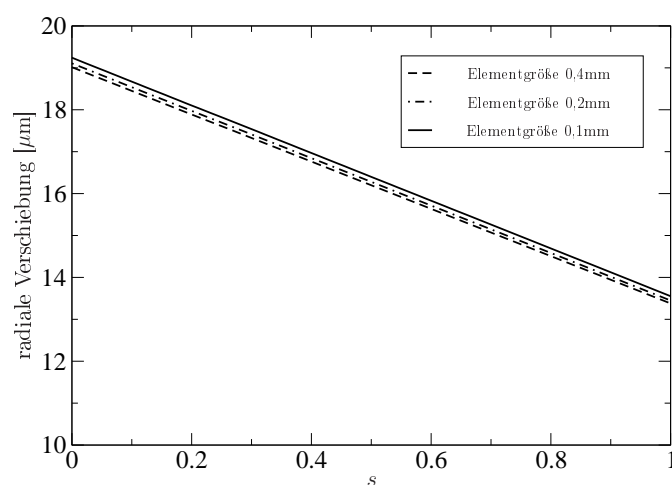


Abbildung 5.5: Gitterstudie für den Dichtring



(a)



(b)

Abbildung 5.6: Gitterstudie für das Gehäuse

Die berechneten Verschiebungen mit verschiedenen Elementgrößen sind in beiden Fällen fast identisch. Einzeln betrachtet ist die Verschiebung ebenfalls nicht empfindlich zur Elementgrößen. Weitere Simulationen werden für die gesamte Baugruppe durchgeführt. Der Dichtring und das Gehäuse werden durch einen reibungsbehafteten Kontakt verbunden. Sie werden durch einem Prozessdruck von 20 bar belastet. Die linear abnehmende Druckverteilung wirkt auf der Innenseite des Dichtrings. Ebenfalls werden drei Elementgrößen für die räumliche Diskretisierung verwendet. Da nur der Dichtring und der hintere Teil des Gehäuses unter mechanischer Belastung deformiert werden, werden deren Gitterauflösungen geändert. Die restlichen Bauteile sind lediglich für die Erstellung der Strömungsgebiets wichtig und werden daher mit einer groben Elementgröße vernetzt. Die radiale Verschiebung auf der Kante s wird in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Ergebnisse aus den Simulationen mit den Elementgrößen 0,2 und 0,1mm unterscheiden sich nur geringfügig. Die Differenz der Verschiebung zur Elementgröße 0,4mm beträgt unter $1\mu\text{m}$. Im Folgenden

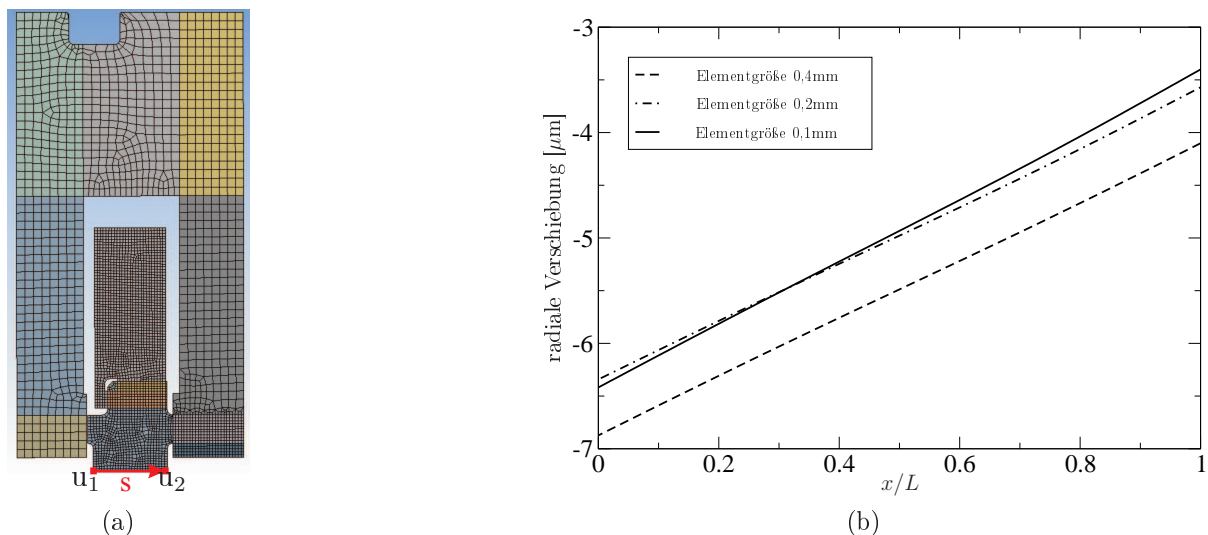


Abbildung 5.7: Gitterstudie für die gesamte Struktur

werden weitere Simulationen mit verschiedenen Kombinationen der Elementgrößen auf dem Dichtring und dem Gehäuse durchgeführt. Die Verteilung der radialen Verschiebung ist linear. Daher ist es für den gesamten Verlauf ausreichend, die radiale Verschiebung am Eintritt und Austritt auszuwerten. Abbildung 5.8 fasst die Ergebnisse zur Gitterabhängigkeit zusammen. Die radiale Verschiebung hängt stärker von der Gitterauflösung des Dichtrings als des Gehäuses ab. Mit einer Verfeinerung des Gitters ändert sich die radiale Verschiebung am Austritt mehr als am Eintritt. Dies deutet auf eine Änderung des Drehwinkels des Dichtrings hin und deckt sich mit den Ergebnissen für das Gehäuse in Abbildung 5.7. Allerdings ist die Änderung ab der Elementgröße 0,2mm minimal. Aus diesem Grund wird die Elementgröße 0,2 für die Diskretisierung des Dichtrings und des Gehäuses definiert. Das gesamte Rechengitter entspricht der Abbildung 5.7(a).

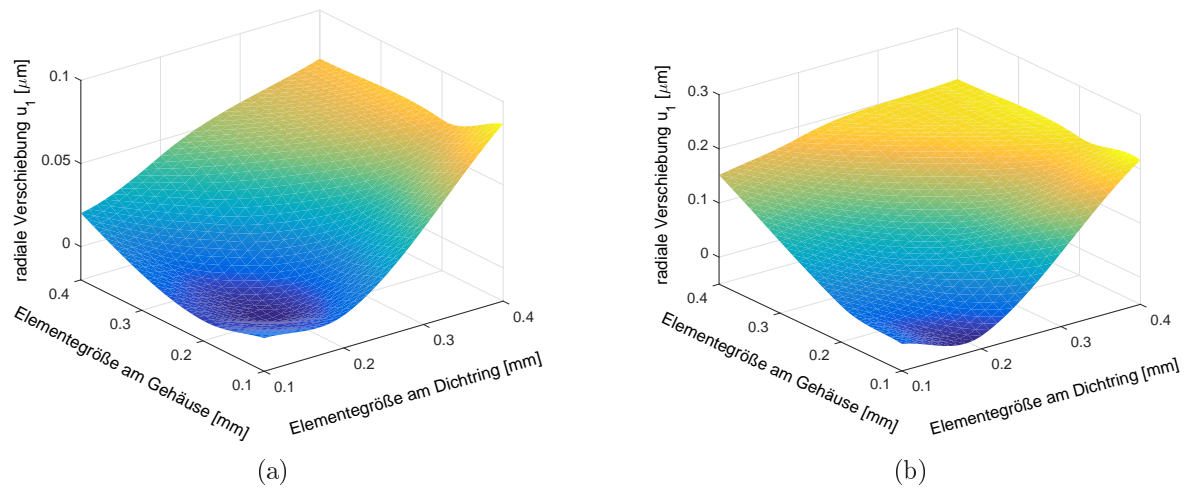


Abbildung 5.8: Darstellung der Gitterabhängigkeit

5.2 Numerische Berechnung unter Berücksichtigung der FSI

In diesem Abschnitt wird die FSI mit ANSYS numerisch behandelt. Das gesamte Rechengebiet wird in Abbildung 5.9 gezeigt. Das Strömungsgebiet wird gelb gezeichnet. Die

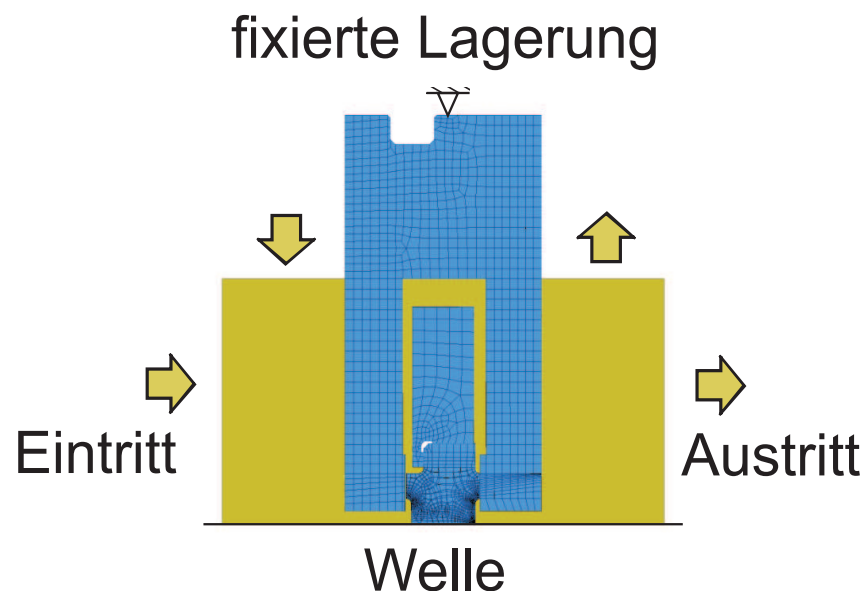


Abbildung 5.9: Darstellung des Rechengebiets und der Randbedingungen

Oberflächen, die sich in der Strömung befinden, sind die Interfaces für die Datenübertragung zwischen Fluid und Struktur. Eine Ausnahme ist die Oberfläche der Welle. Da die Deformation der Welle sehr klein ist, wird sie als einfache Wand für das Strömungsgebiet betrachtet. Wie in den mechanischen Berechnungen wird eine reibungsfreie Lagerung für die Seitenflächen in Umfangsrichtung definiert. Für das Strömungsgebiet wird eine

periodische Randbedingung für diesen beiden Flächen verwendet, um die Periodizität in Umfangsrichtung zu modellieren. Die restlichen Flächen außerhalb des Strömungsgebiets sind fixiert gelagert.

Die Gitterknoten im Strömungsgebiet müssen an die Randbewegung angepasst werden. Die entsprechende Gitterdeformation wird durch das Lösen der folgenden Gleichung erhalten

$$\nabla \cdot (\zeta_{disp} \nabla \delta) = 0 \quad (5.3)$$

Dabei ist δ die relative Verschiebung des Gitterpunktes zu seiner vorherigen Position. ζ_{disp} ist die Netzsteifigkeit, die dem Beibehalten der feinen Punktverteilung in der Grenzschicht oder der Struktur der Geometrie dient. Es gibt dabei die folgenden drei Möglichkeiten in CFX, die Netzsteifigkeit zu definieren

Increase Near Small Volumes

$$\zeta_{disp} = \left(\frac{\forall_{ref}}{\forall} \right)^{C_{stiff}} \quad (5.4)$$

Increase Near Boundaries

$$\zeta_{disp} = \left(\frac{L_{ref}}{d} \right)^{C_{stiff}} \quad (5.5)$$

Value (Specified Stiffness)

$$\zeta_{disp} = f(\forall, d) \quad (5.6)$$

Die ersten beiden Methoden beschreiben hyperbolische Funktionen der KV-Größe \forall und des Abstands d zum nächsten Rand. Referenzvolumen und -längen können entweder durch CFX automatisch berechnet oder durch den Benutzer definiert werden. Eine konstante Netzsteifigkeit auf dem kompletten Rechengebiet bedeutet eine gleiche Bewegung für alle Netzknöten und hat daher keine Auswirkung. Durch die Eingabe eines Modellexponenten C_{stiff} wird die Netzdeformation kontrolliert. In der Vorgabe ist der Wert von C_{stiff} gleich 2. Je nach Geometrie und Netzstruktur ist es notwendig vor der Simulation einen entsprechenden Wert auszusuchen. Dennoch ist die Gitterqualität nach der Deformation davon abhängig. Für den FSI-Benchmark nach Turek [111] untersuchten Du [36] und Schildhauer [112] den Einfluss von C_{stiff} . Während Schildhauer eine eigene Funktion für ζ definieren musste, erreichte Du eine gute Gitterqualität mit der Methode *increase Near Boundaries* und $C_{stiff} = 1$. Für das Rechengebiet in dieser Arbeit liegt die Herausforderung in der Vernetzung des Dichtspalts. Anhand der Gitterstudie für die Spaltströmung in Kapitel 3 wird hier das komplette Strömungsgebiet diskretisiert. Zu betrachten ist das Gitter um den Spalteintritt, weil sich der Spalt dort durch die Deformation verringert. Um die Gitterqualität zu gewährleisten, muss der Einfluss von ζ_{disp} untersucht werden. Abbildung 5.10 und 5.11 zeigen die Gitterdeformation mit verschiedenen Einstellungen.

Für die Funktion 5.4 ist das Gitter sehr empfindlich gegenüber dem Parameter C_{stiff} . Mit dem Wert $C_{stiff}=1$ ergibt sich eine gute Gitterqualität. Durch einer Erhöhung der Konstanten von 1 auf 2 wird das Gitter zu steif, um sich an die neue Position des Dichtrings anzupassen. Die Gitterqualität um die Kante verschlechtert sich schnell. Ein größeres C_{stiff} kann negative Kontrollvolumen an der Kante verursachen und wird nicht dargestellt. Dies ist ein fataler Fehler, der zum Abbruch der Berechnung führt. Bei der Einsatzfunktion 5.5 wird die Gittergröße in der Nähe von der Wand möglichst beibehalten, wobei die Knöten

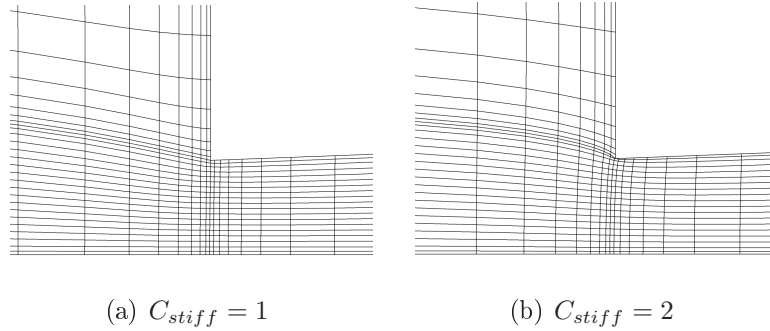


Abbildung 5.10: Einfluss von C_{stiff} auf die Gitterdeformation nach Methode *Increase near small volumes*

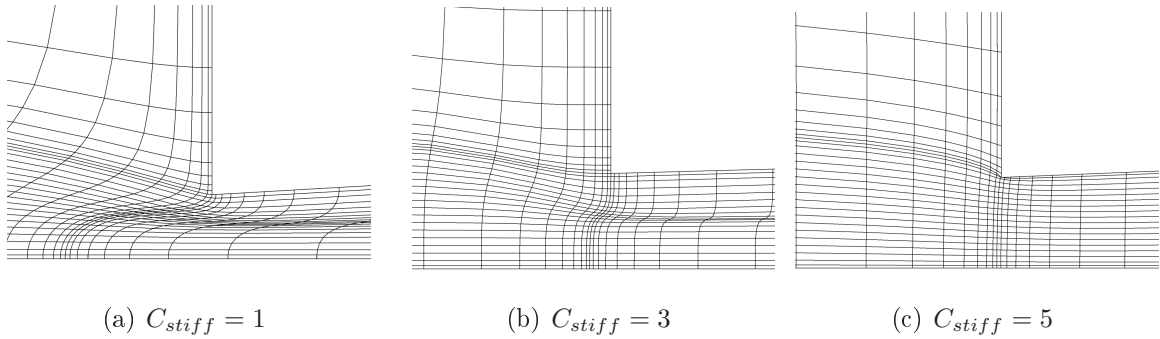


Abbildung 5.11: Einfluss von C_{stiff} auf die Gitterdeformation nach Methode *Increase near boundaries*

in der Spaltmitte stark verdichtet werden. Dies führt zu einem großen Seitenverhältnis der Kontrollvolumen, wodurch die Gitterqualität ebenfalls verschlechtert wird. Des Weiteren sind die Knoten auf der Wellenhülse wenig flexibel für eine Verschiebung des Dichtrings in der axialen Richtung. Dieses Verhalten ist zwar mit einem höheren Wert von C_{stiff} zu verbessern, führt aber gleichzeitig zum Steifigkeitsverlust an der Kante des Dichtrings. Dabei steigt das Risiko negative Volumen an dieser Stelle zu erhalten. Aufgrund dieser Erkenntnisse wird für die FSI-Simulation in dieser Arbeit vorab ein Wert von $C_{stiff} = 1$ für die Netzbewegung definiert. Allerdings wird bei jeder Simulation überprüft, ob die Gitterqualität nach der Deformation beibehalten werden kann.

Im ersten Schritt der FSI-Untersuchung wird eine Simulation für die Spalthöhe $17\mu\text{m}$ durchgeführt. Der Durchflussbeiwert wird während der Simulation ausgeschrieben. Abbildung 5.12 zeigt den Verlauf für eine Druckdifferenz von 20 bar. Eine deutliche Verringerung des Durchflussbeiwertes bis zur Konvergenz ist zu erkennen. In Abbildung 5.13 werden die totale Gitterdeformation und die deformierte Struktur übertrieben dargestellt. Die größte Änderung weisen die Gitterknoten um den Dichtring auf. Zusammen mit der deformierten Struktur ist zu erkennen, dass der Dichtring eine starke axiale Verschiebung hat. Außerdem spielt die Verformung des Kammerteils eine entscheidende Rolle für die Spaltgeometrie. Da die Verschiebung in der axialen Richtung die effektive Spaltgeometrie nicht verändert, ist nur die Verschiebung in der radialen Richtung von Interesse. Der

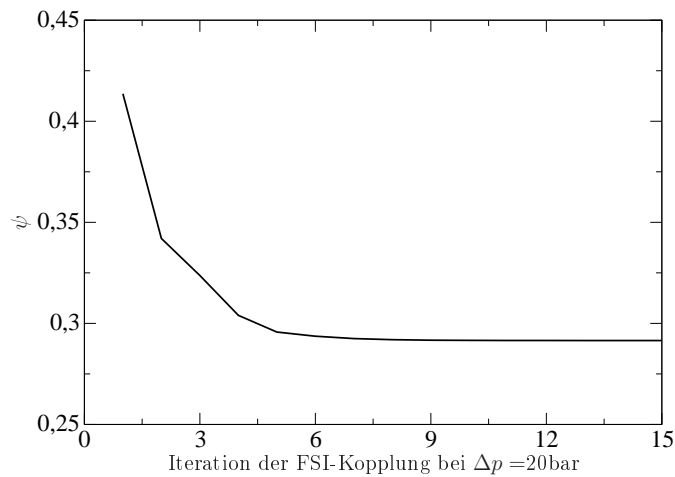


Abbildung 5.12: Konvergenz des Durchflussbeiwertes

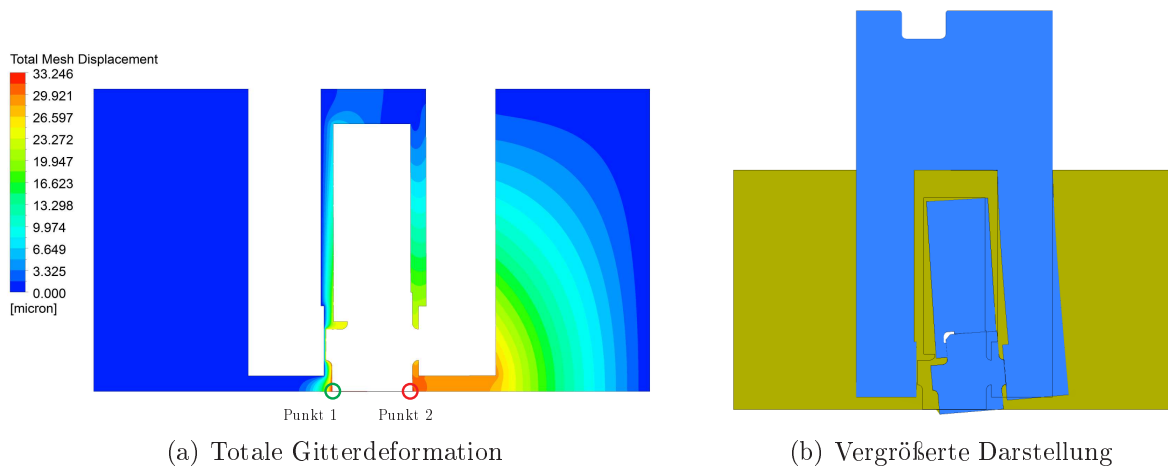


Abbildung 5.13: Auswertung der totalen Gitterdeformation für $h=17\mu\text{m}$ und $\Delta p = 20 \text{ bar}$ mit Punkt 1 und Punkt 2 für die Eintritts- und Austrittskante des Dichtrings

Verlauf des Durchflussbeiwerts in Abbildung 5.14 zeigt, dass das Strömungsfeld schon bei $\Delta p = 15 \text{ bar}$ einen Einfluss auf die Struktur hat und zu einer Gitterdeformation führt. Die Verschiebung am Eintritt und Austritt zeigt, dass der Spalt aufgrund der mechanischen Belastung im Betrieb nicht parallel bleibt. Die negative Verschiebung am Eintritt führt zur Abnahme der Spalthöhe an dieser Stelle. Im Gegensatz dazu ist die Verschiebung am Austritt sehr klein. Dies führt zu einem divergenten Spalt.

Für das analytische Modell wird ebenfalls die Druckbelastung und die Spaltänderung zwischen der Strömungsberechnung und der mechanischen Berechnung ausgetauscht. Die Deformationen des Dichtrings und des Kammerteils werden getrennt betrachtet. Anhand der Druckverteilung aus der Spaltströmung wird die Last auf der Innenfläche des Dichtrings ermittelt. Mit Berücksichtigung der Presspassung und der Biegung des Kammerteils wird die Spaltgeometrie neu bestimmt. Eine Reibungskraft auf der Kontaktfläche D wird berechnet. Für eine Reibungskraft größer als die radiale Belastung auf dem Dichtring

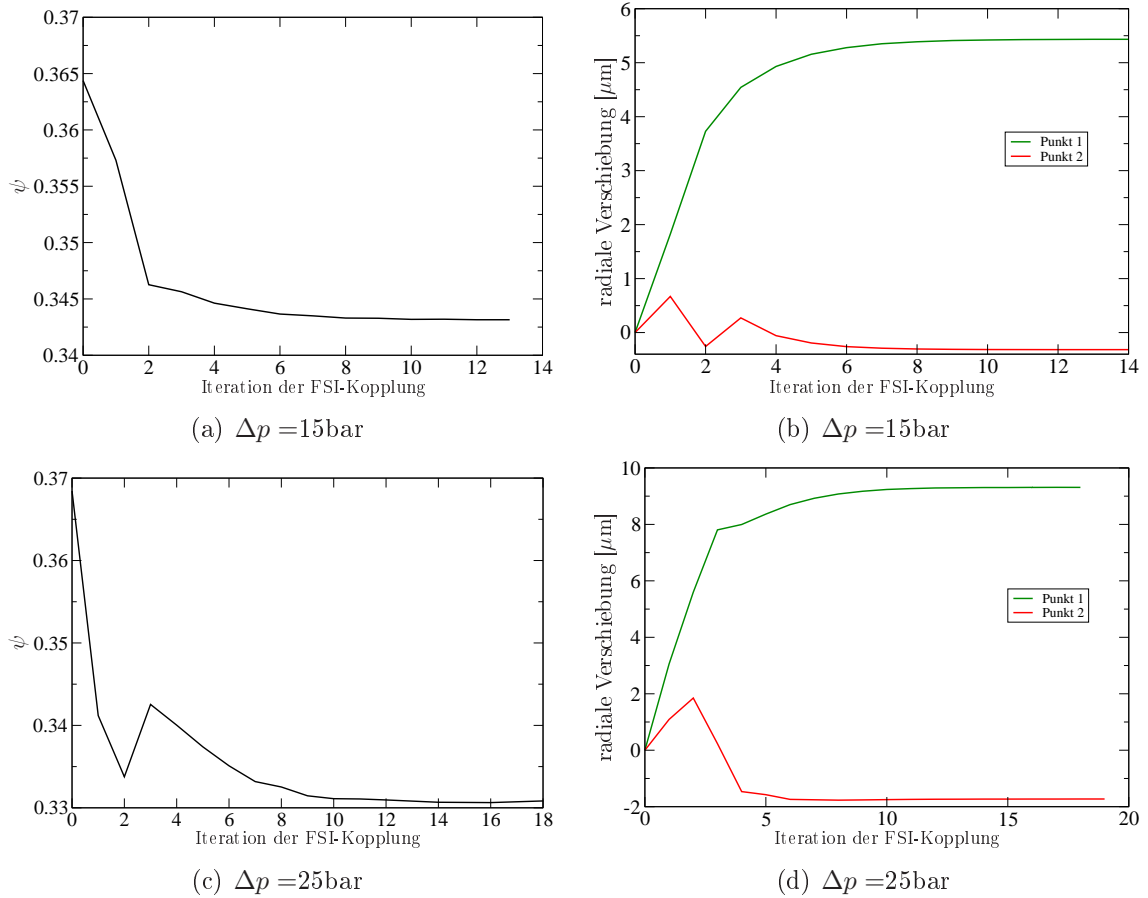
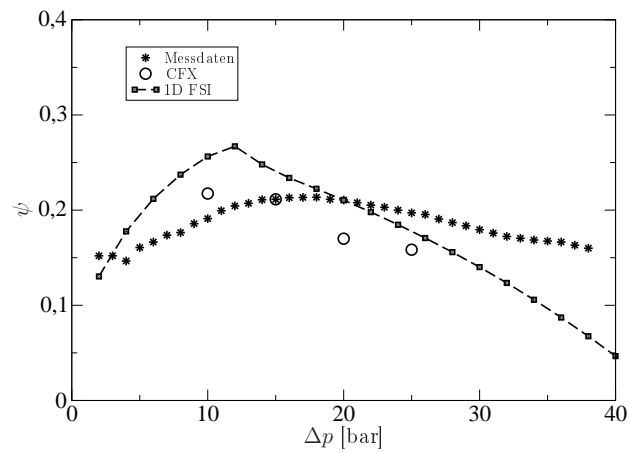
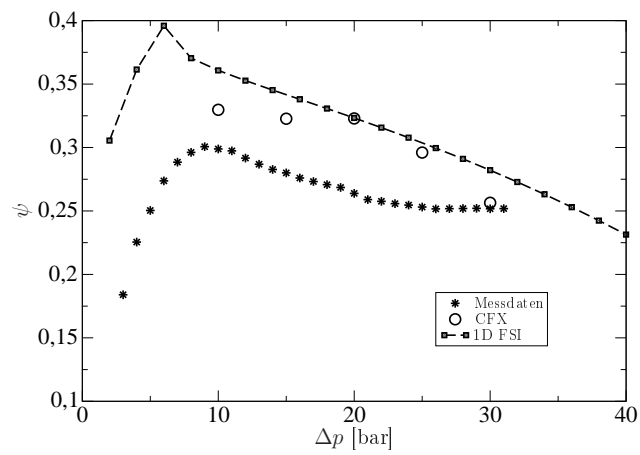
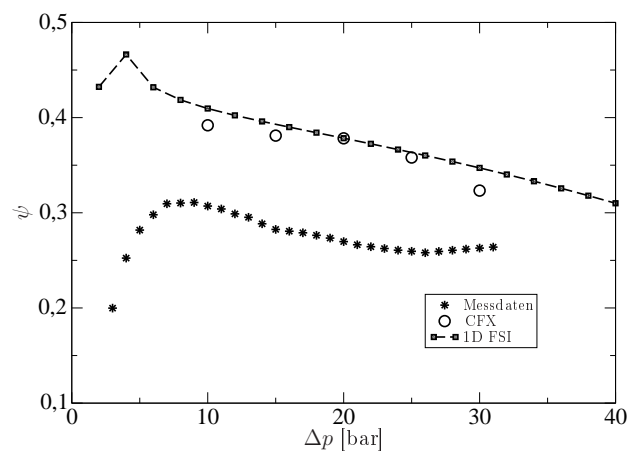


Abbildung 5.14: Konvergenz der Leckage und Verschiebung vom Punkt 1 und Punkt 2 in Abbildung 5.13(a) für $h=17\mu\text{m}$

wird die radiale Verschiebung des Dichtrings vernachlässigt. Anderenfalls wird sie in der Spaltgeometrie berücksichtigt. Das Berechnungsmodell wurde in Kapitel 2 ausführlich beschrieben. Berechnungen für das Dichtsystem mit $h = 15,5$ 25 und $32\mu\text{m}$ werden durchgeführt. Die Ergebnisse der analytischen und der numerischen FSI-Berechnung werden mit den Messdaten in Abbildung 5.15 verglichen. Es zeigt sich eine deutliche Verbesserung zu Abbildung 3.10. Die Ergebnisse aus dem analytischen Modell stimmen sehr gut mit den Berechnungen mit ANSYS überein. Anders als bei den vorherigen Ergebnissen ohne Berücksichtigung der FSI ist der Durchflussbeiwert abhängig von der Druckdifferenz. Der Durchflussbeiwert steigt mit zunehmender Druckdifferenz für eine Austrittsmachzahl kleiner 1. Für eine weiter zunehmende Druckdifferenz sinkt der Durchflussbeiwert. Dieser Effekt ist ebenfalls in der Messung zu beobachten. Es deutet darauf hin, dass FSI den Durchflussbeiwert stark beeinflussen kann. Dies lässt sich durch die starke Verringerung der Eintrittsspalthöhe erklären. Allerdings werden die Durchflussbeiwerten der 3D und 1D FSI-Berechnungen für größere Spalthöhen leicht überschätzt. Aufgrund der Speicherkapazität und der Kompressorleistung wird die Druckdifferenz bei der Messung nur für eine begrenzte Zeit aufrechterhalten. Der Einsatz von nur einem Dichtring führt zu einer hohen Leckage, die den Speicherdruck schnell mit der Zeit reduziert. Dies kann der Grund

(a) $15,5\mu\text{m}$ (b) $25\mu\text{m}$ (c) $32\mu\text{m}$ **Abbildung 5.15:** Vergleich der Messdaten mit berechneten Durchflussbeiwerten

für die große Abweichung bei $h = 32\mu\text{m}$ sein. Um dieses Problem abzuschließen werden im nächsten Kapitel weitere Untersuchungen für das Dichtsystem mit mehreren Dichtringen durchgeführt.

Es wird gezeigt, dass das vereinfachte Modell in der Lage ist die Leckage genauso gut zu berechnen wie das 3D-Modell. Mit der analytischen Lösung für die Deformation des Dichtrings und des Gehäuses können die Modelle dem Betriebszustand des Dichtsystems besser angepasst werden. Daher ist die 3D-Simulation wegen des hohen Rechenaufwandes und hoher Aufbereitungszeit nicht für alle Anwendung notwendig. Bei der Validierung der Leckageberechnung sind ausführliche Daten aus der 3D-Simulation allerdings wichtig, um die auftretenden Phänomene zu verstehen. Dieses Verständnis ist die Voraussetzung für die Optimierung des 1D-Modells zu einer genauen Abschätzung des Durchflussbeiwertes.

6 Dichtsysteme mit mehreren Dicht- ringen

Für hohe Druckdifferenzen werden mehrere Dichtringe eingesetzt, um die Leckage zu minimieren. Daher muss für die Berechnung das aktuelle Rechenmodell entsprechend angepasst werden. Aufgrund der guten Genauigkeit des 1D-Modells werden damit die Untersuchungen in diesem Kapitel durchgeführt.

6.1 Modellerstellung

Ein Dichtungspaket mit drei Dichtringen (Abbildung 6.1(a)) wird ausgewählt, um die Modellerstellung zu beschreiben. Mit den Kammern zwischen den Dichtringen hat das Dichtsystem die Eigenschaft von Labyrinthdichtungen. Die kinetische Energie des Gases aus dem letzten Spalt wird dort in Wärme umgesetzt, dadurch wird der Durchfluss reduziert. Die roten Linien kennzeichnen das zu betrachtende Strömungsfeld. Da die Geschwindigkeit der Strömung in der Kammer sehr klein ist, kann die komplizierte Kammergeometrie auf Abbildung 6.1(b) vereinfacht werden. Die Strömung wird idealisiert als

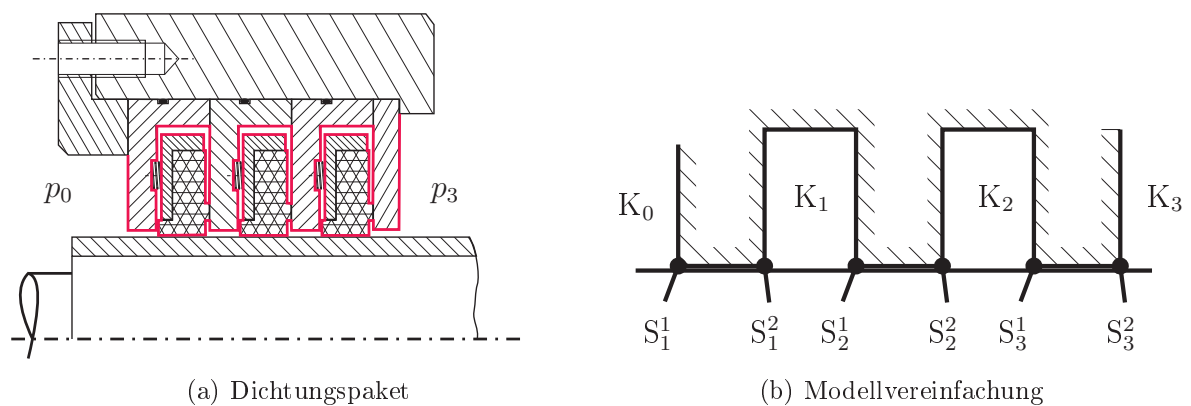


Abbildung 6.1: Modelldarstellung des Dichtsystems mit mehreren Dichtringen, S für Spalt und K für Kammer

isenthalpe Drosselung im Modell abgebildet. Die Gasgeschwindigkeit auf der Prozessseite wird vernachlässigt. Die Kammer ist ausreichend groß, so dass die kinetische Energie am Spaltaustritt beim konstanten Druck in thermische Energie umgewandelt werden kann.

Außerdem wird das System als adiabat angenommen. Daraus folgt, dass die Geschwindigkeit in der Kammer und vor dem Eintritt in den nächsten Spalt ebenfalls Null ist. Die Temperatur in jeder Kammer entspricht der Prozesstemperatur. Die ideale Zustandsänderung im h - s Diagramm ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

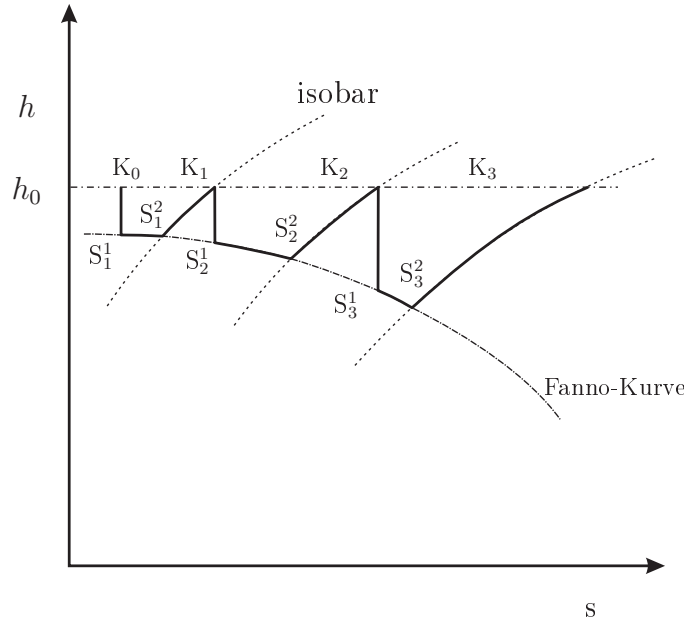


Abbildung 6.2: h - s Diagramm für die ideale Zustandsänderung im Dichtsystem

Im idealen Fall liegen die Zustandspunkte für jeden Spalt auf der Fanno-Kurve in Abbildung 2.5.

Die im 1D-Modell verwendete quasi-eindimensionale Theorie ist ohne Einschränkungen für mehrere Dichtringe gültig. Als Herausforderung gilt es dabei sinnvolle Randbedingungen für jeden Spalt zu definieren. Übergangsbedingungen für die Strömung ergeben sich aus der Massen- und Energieerhaltung und der Zustandsgleichung. Entsprechend dem Programmablauf in Abbildung 2.6 in Kapitel 2 wird zuerst der Austrittszustand am Punkt S_3^2 abgeschätzt. Durch Verwendung der 1D-Theorie erhält man die Zustandsgrößen an der Stelle S_3^1 . Die Temperatur in Kammer K_3 ist entsprechend der Annahmen gleich der Prozesstemperatur T^0 . Mit der Massen-, Energieerhaltung und der isobaren Zustandsänderung können die unbekannten Zustandsgrößen bestimmt werden. Der Lösungsprozess wird bis zum Dichtungseintritt S_1^1 fortgesetzt, damit dort der kritische Zustand für den Druck überprüft werden kann. Wie in Kapitel 3 dargestellt, wird ein Verlustfaktor $C_L = 0,82$ eingesetzt, um den Eintrittsverlust zu berücksichtigen. Mit dem berechneten Kammerdruck und die Druckverteilung im Spalt ist außerdem die Berücksichtigung der Deformation möglich.

6.2 Diskussion der Ergebnisse

Um das Modell zu verifizieren, werden der Durchflussbeiwert und die Druckverteilung mit den Ergebnissen aus den CFX-Berechnungen verglichen. Zu betrachten sind eine Spalthöhe von $25\mu\text{m}$ und Differenzdrücke von 20 bis 40 bar. Dabei wird nur das Strömungsfeld betrachtet und die mechanische Deformation für die Verifikation vernachlässigt. Der Durchflussbeiwert wird in Abbildung 6.3 gezeigt. Im Gegensatz zur Berechnung mit einem Dichtring überschätzt das 1D-Modell hier leicht den Durchflussbeiwert. Der Grund liegt am Eintritts- und Austrittsverlust, der im 1D-Modell nicht richtig berücksichtigt werden kann. Die Abweichung ist allerdings klein. Das 1D-Modell zeigt eine gute Genauigkeit für die Berechnung des Durchflussbeiwerts. Die Druckverteilungen für $\Delta p=20$ und 40 bar

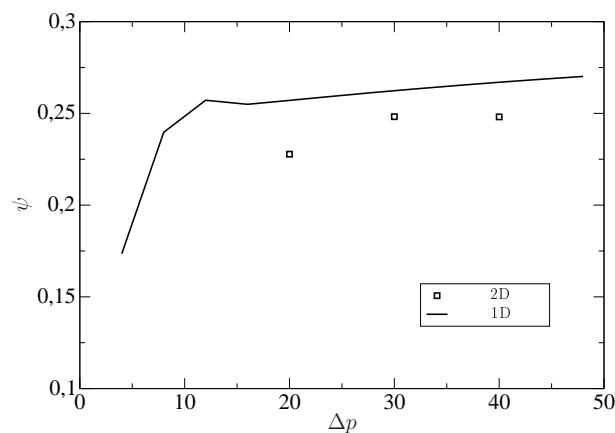


Abbildung 6.3: Verifikation der Leckageberechnung mit CFX

sind ebenfalls in guter Übereinstimmung. Wegen des Eintrittsverlusts, der mit einem empirischen Faktor modelliert wird, wird die Druckverteilung im Spalt leicht unterschätzt. Dies hat aber kaum Einfluss auf den Kammerdruck. Man erkennt deutlich, dass der letzte Dichtring den meisten Druck abbaut. Der Druck in der letzten Kammer beträgt mehr als die Hälfte des Prozessdrucks.

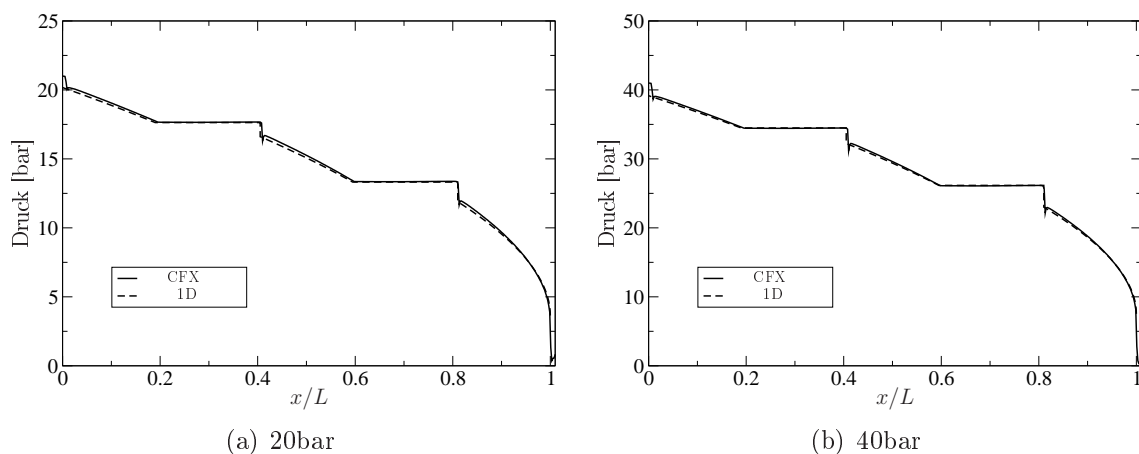


Abbildung 6.4: Vergleich der Druckverteilung mit CFX

Das Modell wird weiter mit Messdaten validiert. Vier Versuche mit verschiedenen Dichtringen werden ausgewählt und die verschiedene Kombinationen von Spalthöhen werden betrachtet. Die genaue Information wird in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Berechnun-

Tabelle 6.1: Kombinationen der Dichtringe im Versuch

Test Nummer	Anzahl der Ringe	Spalthöhe des Dichtrings [μm]							
1	7	21	20	19	26	44	23	24	
2	5	21	54	19	26	44			
3	5	54	44	26	21	19			
4	5	19	21	26	44	54			

gen werden jeweils mit und ohne Berücksichtigung der Deformation durchgeführt. Für die Auswertung des Durchflussbeiwertes wird eine gemittelte Spalthöhe von allen Dichtringen verwendet. Ein Vergleich des berechneten Durchflussbeiwertes mit den Messdaten wird in Abbildung 6.5 dargestellt. Für Versuche 1 2 und 4 gibt es kaum Unterschied zwischen den

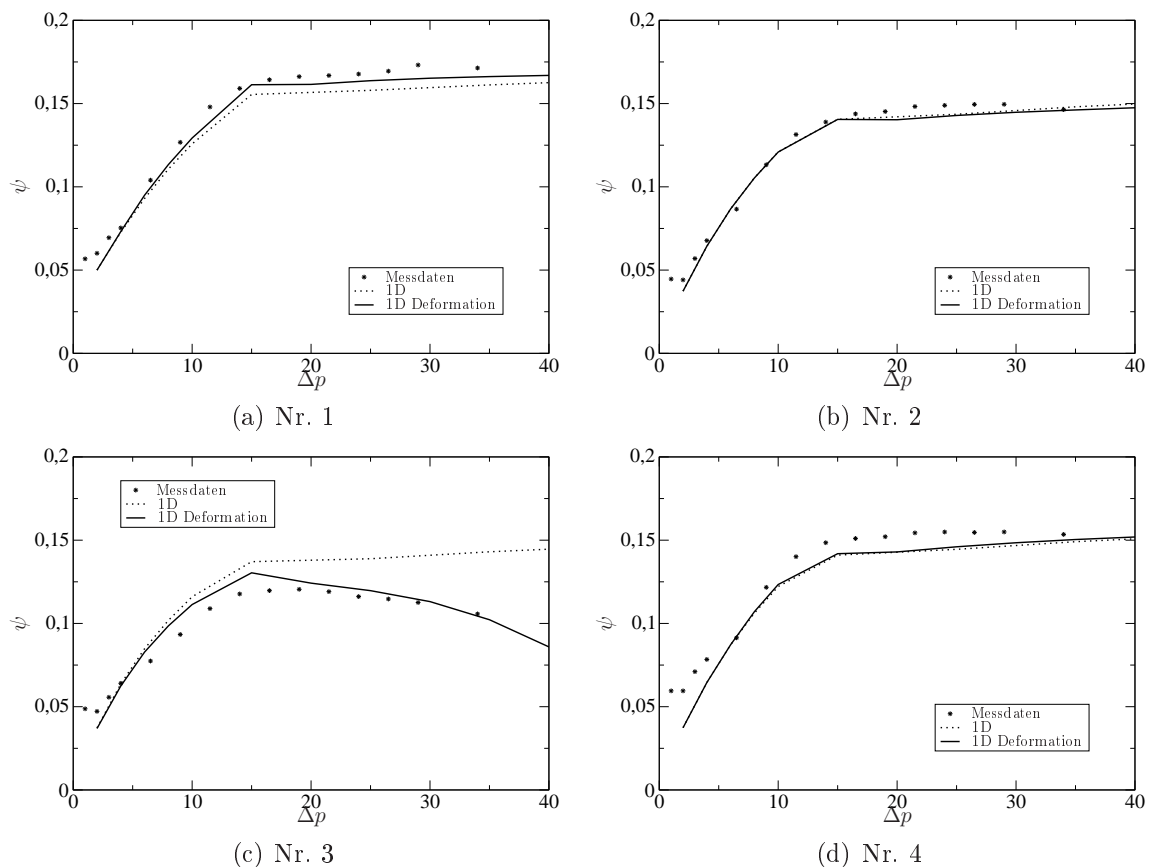


Abbildung 6.5: Vergleich der Ergebnisse mit Experiment

beiden Berechnungen. Die mechanische Deformation ist zu klein um das Strömungsfeld zu ändern. Beide Ergebnisse stimmen sehr gut mit den Messdaten überein. Ein großer Unterschied tritt in Versuch 3 auf. Die Berechnung ohne Berücksichtigung der Deformation

überschätzt den Durchflussbeiwert bei der Druckdifferenz ab ca. 15 bar. Der Unterschied nimmt linear mit der Druckdifferenz zu. Das Ergebnis unter Berücksichtigung der Deformation stimmt dagegen sehr gut mit den Messdaten überein. Dies weist eindeutig auf einen Einfluss der mechanischen Belastung hin. Die Leckage wird durch die Deformation stark reduziert. Sie ist viel kleiner als in den anderen beiden Kombinationen mit fünf Ringen und ebenfalls kleiner als im Dichtsystem mit sieben Ringen. Da in Versuchen 2, 3 und 4 die gleiche Ringanzahl mit verschiedenen Kombinationen der Spalthöhe untersucht wird, sind die Ergebnisse von Versuch 3 nur durch die mechanische Deformation zu erklären. Dies wird mit der Darstellung des Kammerdrucks in Abbildung 6.6 bestätigt. Wegen

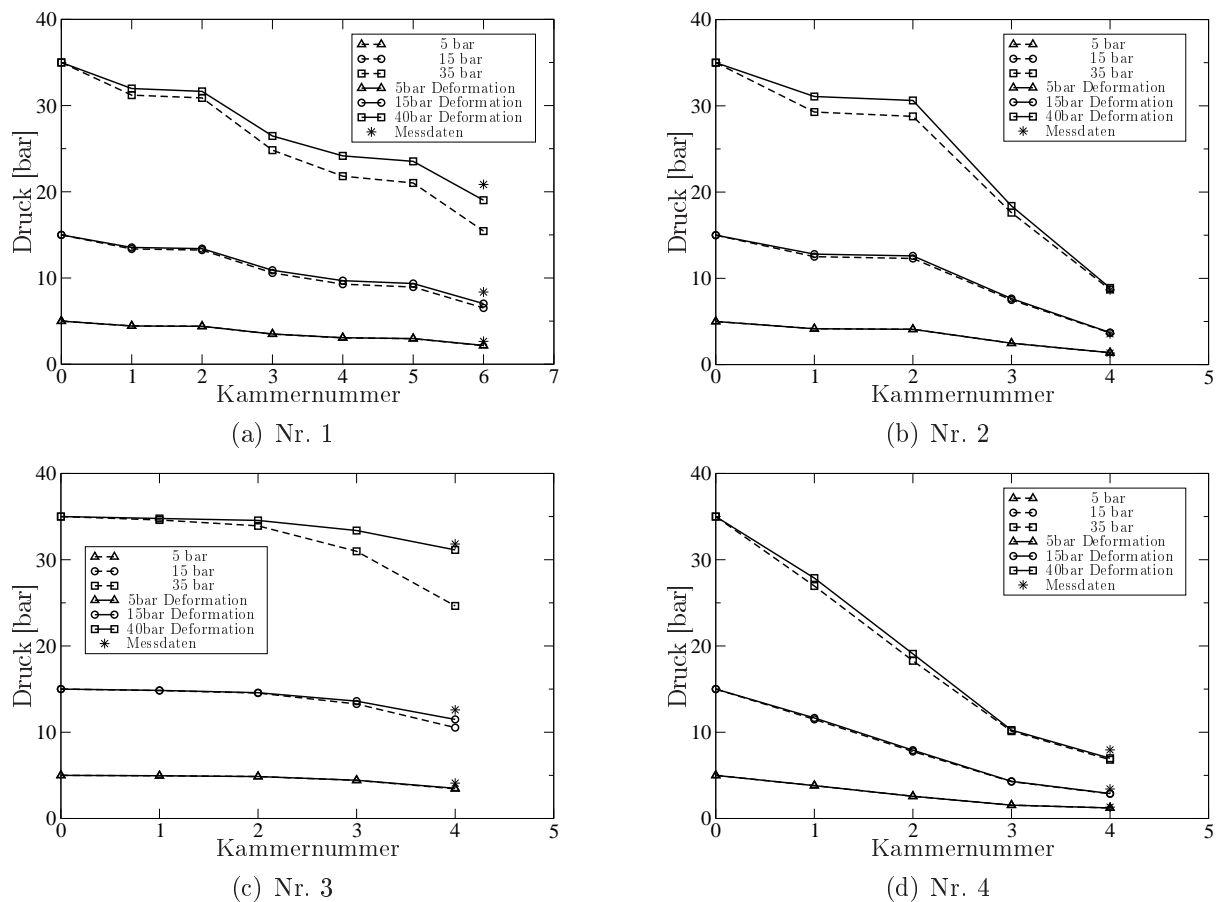


Abbildung 6.6: Vergleich der Kammerdrücke

der begrenzten Position für die Messsonde wird nur der Druck in der letzten Kammer gemessen. Außerdem geht aus der Verifikation hervor, dass der letzte Dichtring am stärksten belastet wird. Daher ist es sinnvoll, den Druck dort zu erfassen. Ein Vergleich zwischen dem berechneten Druck mit dem gemessenen Druck in der letzten Kammer zeigt eine gute Übereinstimmung, wenn die mechanische Deformation berücksichtigt wird. Anderenfalls wird der Kammerdruck unterschätzt. Der gemessene Kammerdruck in Versuch 3 ist deutlich höher als in den anderen Versuchen. Der Druck ändert sich kaum bis zu Kammer 2. Danach sinkt der Wert langsam. Bei Vernachlässigung der Deformation nimmt der Wert schnell ab. Die größere mechanische Belastung führt zur größeren Deformation, die für die

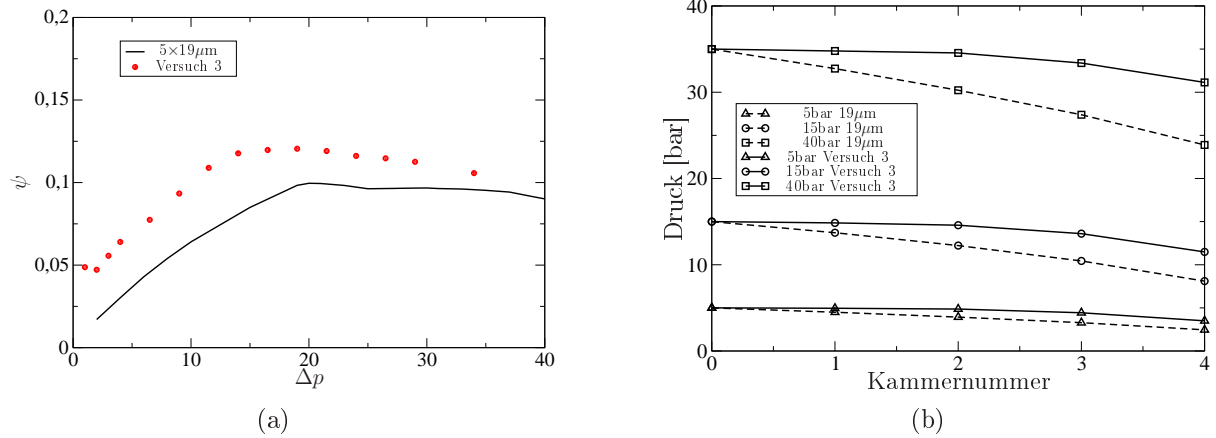


Abbildung 6.7: Vergleich Test 3 mit fünf $h = 19 \mu\text{m}$ Dichtringe

kleinere Spalthöhe am letzten Dichtring eine große Rolle spielt. Daher zeigt der Durchflussbeiwert eine starke Abhängigkeit von der Druckdifferenz in Abbildung 6.5(c). Wenn man den Kammerdruck und die Spalthöhe zusammen betrachten, ist zu erkennen, dass der Druckabfall mit Verringerung der Spalthöhe zunimmt. Dieser Effekt ist in anderen Versuchen ebenfalls zu beobachten. In Abbildung 6.6(a) liegt die erste starke Druckabnahme beim dritten Dichtring mit $h = 19 \mu\text{m}$. Der Dichtungsspalt erweitert sich danach bis zu Dichtring 6, der wieder von einer höheren Druckdifferenz belastet wird. Im Gegensatz dazu ändert sich der Druck in der Strömung durch den Dichtring davor fast nicht. Der gleiche Effekt ist auch in Versuch 2 beim dritten Dichtring zu erkennen. Das Verhalten der geringeren Spalthöhe ist vergleichbar mit eines Staudamms.

Eine weitere Untersuchung wird für fünf Dichtringe mit einer Spalthöhe von $19 \mu\text{m}$ durchgeführt. Im Vergleich mit Test 3 lässt sich der Effekt bei den konvergent angeordneten Dichtringen besser erklären. Der Durchflussbeiwert und der Kammerdruckverlauf werden in Abbildung 6.7(b) dargestellt. Der Druck wird bei konstanter Spalthöhe gleichmäßig pro Dichtring reduziert. Der letzte Dichtring wird nur gering belastet. Dies erklärt den von der

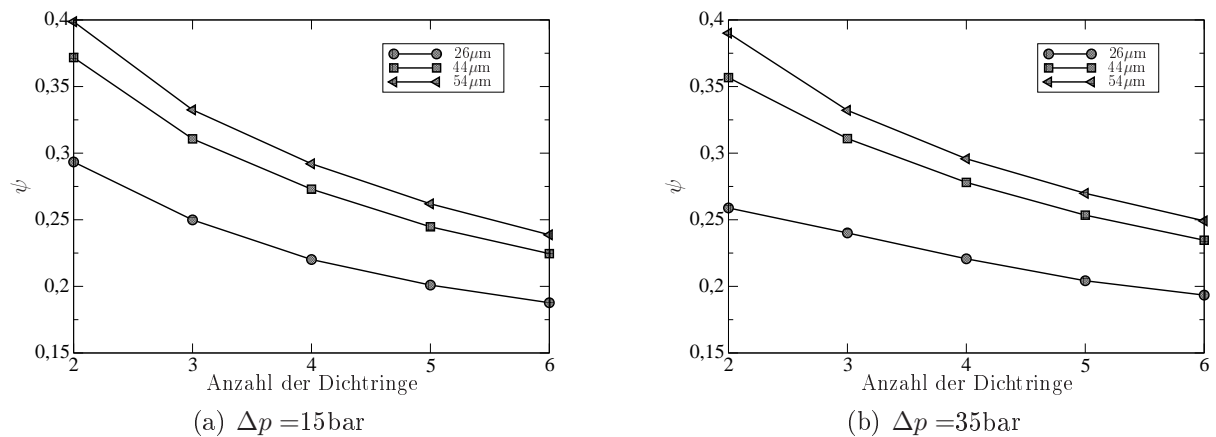


Abbildung 6.8: Kammerdruckablauf mit Erhöhung der Dichtringanzahl

Druckdifferenz unabhängigen Durchflussbeiwert ab 20 bar, bei dem die Schallgeschwindigkeit am Austritt erreicht ist. Für kleine Druckdifferenzen ist die Leckage bei Versuch 3 deutlich höher. Mit einem steigenden Prozessdruck wird der Unterschied verringert. Diese Erkenntnis ist wichtig für eine Optimierung des Dichtsystems.

Ein Vergleich mit den ersten zwei Versuchen zeigt, dass die zunehmende Dichtringanzahl die Leckage nicht unbedingt stark reduzieren kann. Der Durchflussbeiwert in Versuch 1 mit den zusätzlichen zwei Dichtringen unterscheidet sich wenig mit dem aus Versuch 2. Um den Einfluss der Dichtringanzahl besser zu analysieren, werden weitere Berechnungen für verschiedene Spalthöhen durchgeführt. Die Anzahl der Dichtringe variiert von 2 bis 6. Die Druckdifferenz wird auf 15 und 35 bar festgelegt. Der Durchflussbeiwert abhängig von der Dichtringanzahl ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Durch eine Erhöhung der Ringzahl reduziert sich der Durchflussbeiwert deutlich. Der Einfluss sinkt allerdings mit einer steigenden Dichtringanzahl. Außerdem ist die mechanische Deformation von der Spalthöhe und Dichtringanzahl abhängig. Für wenige Dichtringe hat die mechanische Deformation eine positive Wirkung auf den Durchflussbeiwert. Der Einfluss sinkt für kleinere Spalthöhe mit einer steigenden Dichtringanzahl. Dagegen erhöht sich der Durchflussbeiwert bei großer Spalthöhe.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Strömung in Kohleschwimmringdichtungen untersucht. Durch Einsatz verschiedener CFD-Tools wird der Einfluss der Fluid-Struktur-Wechselwirkung, sowie der Mikro- und Makro-Oberflächenstruktur auf die Leckage analysiert. Die Arbeit konzentriert sich auf stabile und damit stationäre Betriebszustände. Dynamische Prozesse, wie sie beispielsweise beim Anfahren auftreten, werden nicht betrachtet. Ziel der Arbeit ist die Entwicklung eines reduzierten Modells, das mit geringem Rechenaufwand die Leckage im Dichtsystem mit hoher Genauigkeit vorhersagen kann.

Die Kohleschwimmringdichtung funktioniert nach dem Prinzip der Drosselung. Der entscheidende Parameter für die Leckage ist die Geometrie des Ringspalts, die von vielen Faktoren beeinflusst werden kann. Daher müssen der Dichtring und die dazugehörigen Bauteile als ein Gesamtsystem betrachtet werden. Eine Überblick wird hierzu am Anfang der Arbeit dargestellt (siehe Abbildung 1.2). Aufgrund der erwünschten kleinen Spalthöhe ist der Einfluss der Oberflächenstruktur ein Hauptthema in dieser Arbeit. Der Einfluss der Mikro- und der Makro-Struktur wird analysiert. Aufgrund des hohen Aufwands bei der Gittergenerierung und Berechnung werden neben dem kommerziellen Programm CFX auch alternative Werkzeuge verwendet. Der Opensource Code OpenFOAM wird für die Untersuchung der Mikro-Oberflächenstruktur eingesetzt um einen parallelen Spalt mit anisotroper Oberflächenrauheit unter relativer Bewegung zu untersuchen. Des Weiteren wird die Bulk-Strömungstheorie mit der Finiten-Volumen-Methode in Matlab implementiert und für die Analyse der Exzentrizität und der Welligkeit des Ringspalts eingesetzt. Eine quasi-eindimensionale Theorie für die kompressible Strömung wird als Basismodell für die Leckageberechnung verwendet. Die Verifikation mit den 3D-Modellen zeigt, dass das 1D-Modell mit Berücksichtigung des Eintrittsverlusts in den meisten Fällen die Leckage genauso gut wiedergibt. Die Modelle werden durch Vergleich mit Messdaten validiert. Dies führte zur starken Überschätzung der Leckage bei allen Spalthöhen, weshalb weiterer Forschungsbedarf besteht. Neben der Leckage wird der Lomakin-Effekt, der für die Selbstzentrierung des Dichtrings verantwortlich ist, untersucht. Im Gegensatz zur Leckage ist die Lomakin-Kraft empfindlich gegenüber der Oberflächenstruktur. Aufgrund der hohen Reibungskraft in der radialen Richtung ist die Lomakin-Kraft allerdings für Hochdruckanwendungen zu klein, um den Dichtring wirksam zu zentrieren. Die Schwingung der Welle muss für die Konstruktion des Dichtrings berücksichtigt werden, damit der mögliche Verschleiß und Kollisionsschäden zwischen Wellenhülse und Kohlering vermieden werden können.

In Kapitel 5 wird die Fluid-Struktur-Interaktion berücksichtigt. Das Programmpaket AN-

SYS Workbench wird verwendet um eine Zwei-Wege Kopplung zwischen Fluid und Struktur zu realisieren. Der große Skalenunterschied zwischen Spalthöhe und dem gesamten Rechengebiet erfordert eine aufwendige Gittergenerierung und sorgfältige Einstellung der Parameter für die Gitterdeformation. Die Biegung des Gehäuseanteils verursacht eine Änderung des Spalts von einer parallelen zu divergenter Form. Ein analytischer Lösungsansatz wird in das 1D-Strömungsmodell implementiert, um diesen Effekt zu berücksichtigen. Durch diese Anpassung ist das 1D-Modell in der Lage einen mit der FSI-Simulation übereinstimmenden Durchflussbeiwert zu berechnen.

Eine Erweiterung des Modells auf Dichtsysteme mit mehreren Dichtringen wird in Kapitel 6 diskutiert. Analog zu Labyrinthdichtungen wird eine isobare Expansion für die Zustandsänderung vom Spalt zur Kammer angenommen. Aufgrund der deutlich größeren Abmessungen zum Spalt kann die Geschwindigkeit in der Kammer vernachlässigt werden. Basierend auf der Massen- und Energieerhaltung wird ein Modell für Dichtsysteme mit mehreren Dichtringen entwickelt. Der berechnete Durchflussbeiwert für verschiedene Kombinationen von Dichtringen wird mit Experimenten verglichen. Das Modell ist in der Lage sowohl den Durchflussbeiwert als auch den Kammerdruck genau zu bestimmen. Der Durchflussbeiwert und der Druckverlauf in der Kammer zeigen einen Einfluss der Reihenfolge der eingesetzten Spalthöhe. Eine geringe Spalthöhe wirkt wie ein Staudamm, der den vorderen Kammerdruck aufrechterhält. Der wesentliche Druckabfall entsteht im kleinen Dichtspalt selbst. Die mechanische Deformation kann durch Kombination mit verschiedenen Spalthöhen für die Senkung der Leckage ausgenutzt werden.

In dieser Arbeit orientiert sich die Modellentwicklung an Messungen von Druckdifferenzen bis zu 40 bar bei Raumtemperatur. Es wird angenommen, dass das Betriebsmedium sich nach dem idealen Gasgesetz verhält. Bei Betriebszuständen mit höherem Drücken können Abweichungen entstehen. Je nach Art des abzudichtenden Gases muss die passende Formulierung materialabhängig für das reale Gasverhalten implementiert werden. Hierzu sind weitere Untersuchungen durchzuführen, um das vorhandene Modell zu modifizieren. Des Weiteren wird die Wärmeübertragung zwischen dem Dichtsystem und der gesamten Maschine wegen mangelnder Informationen nicht betrachtet. Allerdings ist das Temperaturfeld im langfristigen Betrieb stabil und dessen Einfluss spielt für die Leckage des Dichtsystems keine entscheidende Rolle.

A Anhang

A.1 Machzahlgleichung für quasi eindimensionale kompressible Spaltströmung

Das Modell für die quasi eindimensionale kompressible Spaltströmung wird in [10] ausführlich beschrieben. Der Ausgangspunkt ist die differentielle Form der Erhaltungsprinzipien von Gleichungen 2.61-2.47 in Kapitel 2:

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{1}{2} \frac{dU^2}{U^2} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$-Adp - \tau_w dA_w = \dot{m} dU \quad (\text{A.2})$$

$$c_p dT = -\frac{1}{2} dU^2 \quad (\text{A.3})$$

und das ideale Gasgesetz

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \quad (\text{A.4})$$

Aus den Gleichungen A.1 und A.4 erhält man

$$\frac{dp}{p} = \frac{dT}{T} - \frac{1}{2} \frac{dU^2}{U^2} - \frac{dA}{A} \quad (\text{A.5})$$

Mit $c_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}$ kann die Gleichung A.3 umformuliert werden zu

$$dT + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{1}{\gamma R} dU^2 = 0 \quad (\text{A.6})$$

Setzt man die Definition der Machzahl $M = U/\sqrt{\gamma RT}$ ein, ergibt sich

$$\frac{dT}{T} + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \frac{dU^2}{U^2} = 0 \quad (\text{A.7})$$

und

$$\frac{dM^2}{M^2} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right) \frac{dU^2}{U^2} \quad (\text{A.8})$$

Aus Gleichung A.7 und A.5 ergibt sich

$$\frac{dp}{p} = -\frac{(\gamma - 1)M^2 + 1}{2} \frac{dU^2}{U^2} - \frac{dA}{A} \quad (\text{A.9})$$

Die Wandschubspannung τ_w wird in dieser Arbeit mit einem mittleren Reibungsfaktor ermittelt.

$$\tau_w = f \frac{\rho U^2}{2} \quad (\text{A.10})$$

Der hydraulische Durchmesser wird eingesetzt, um die Spaltströmung analog zur Rohrströmung betrachten zu können. Für einen Kreisringsspalt ist der hydraulische Durchmesser $D = 2h$ und hat die folgende Definition

$$D = \frac{4A}{\frac{dA_w}{dx}} \quad (\text{A.11})$$

Daraus folgt

$$dA_w = \frac{4A}{D} dx \quad (\text{A.12})$$

Zusammen mit $u^2 = M^2/\gamma RT$ kann die Impulsgleichung A.2 umgeschrieben werden.

$$-\frac{dp}{p} - \frac{2f\gamma}{D} M^2 dx = \gamma M^2 \frac{dU^2}{U^2} \quad (\text{A.13})$$

Aus Gleichung A.9 und A.13 ergibt sich

$$\frac{(1 - M^2)}{2} \frac{dU^2}{U^2} + \frac{dA}{A} = \gamma M^2 \frac{2f}{D} dx \quad (\text{A.14})$$

Die Querschnittänderung dA/A ist in dieser Arbeit eine Funktion von x und wird als $F_A(x)$ bezeichnet. Zusammen mit Gleichung A.8 erhält man eine Machzahlgleichung

$$\frac{dM^2}{dx} = \frac{2M^2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)}{1 - M^2} \left[\gamma M^2 \frac{2f}{D} - F_A(x) \right] \quad (\text{A.15})$$

A.2 Analytische Berechnung der mechanischen Deformation

Für eine ringförmige Scheibe gilt für den in Abbildung A.1 dargestellten allgemeinen Fall die folgende Formulierung für den Biegewinkel

$$\theta = \theta_b F_4 + M_{rb} \frac{r}{D} F_5 + Q_b \frac{r^2}{D} F_6 - q \frac{r^3}{D} G_{14} \quad (\text{A.16})$$

Darin ist Q die Querkraft. M_r ist das radiale Biegemoment. D ist eine Konstante, die von den Materialeigenschaften E , ν und der Scheibendicke t bestimmt wird.

$$D = \frac{Et^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (\text{A.17})$$

F_n und G_n sind ebenfalls allgemeine Konstanten im analytischen Lösungsansatz für eine ringförmige Scheibe. Sie werden wie folgt berechnet.

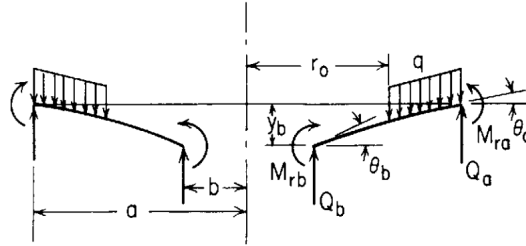


Abbildung A.1: Ringförmige Platte mit gleichmäßig verteiltem Druck q von r_0 nach a [91]

$$F_4 = \frac{1}{2} \left[(1 + \nu) \frac{b}{r} + (1 - \nu) \frac{b}{r} \right] \quad (\text{A.18})$$

$$F_5 = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{b}{r} \right)^2 \right] \quad (\text{A.19})$$

$$F_6 = \frac{b}{4r} \left[\left(\frac{b}{r} \right)^2 - 1 + 2 \ln \frac{r}{b} \right] \quad (\text{A.20})$$

$$G_{14} = \frac{1}{16} \left[1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 - 4 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \ln \frac{r}{r_0} \right] \langle r - r_0 \rangle^0 \quad (\text{A.21})$$

Die eckige Klammer in Gleichung A.21 bezeichnet

$$\langle r - r_0 \rangle^0 = \begin{cases} r - r_0 & \text{falls } r > r_0 \\ 0 & \text{falls } r < r_0 \end{cases}$$

In dieser Arbeit wird die äußere Seite der Scheibe fixiert betrachtet. Die Deformation durch die Reibungskraft und die innere Drucklast in Abbildung 2.12 wird die Spaltgeometrie

kaum beeinflussen. Daher wird sie vernachlässigt. Es gilt $M_{rb} = 0$ und $Q_b = 0$ in der Gleichung A.16 und folgt

$$\theta_b = q \frac{r^3}{D} \frac{G_{14}}{F_4 - 1} \quad (\text{A.22})$$

Literaturverzeichnis

- [1] Heinz Konrad Müller. *Abdichtung bewegter Maschinenteile*. Medienverlag Ursula Müller, Waiblingen, 1990.
- [2] Feodor Burgmann Dichtungswerke GmbH&Co. *Gasgeschmierte Gleitringdichtungen*. Burgmann Marketing-Kommunikation, 1997.
- [3] Herbert Sigloch. *Strömungsmaschinen: Grundlagen und Anwendungen*. Carl Hanser Verlag München, 2013.
- [4] EagleBurgmann ESPEY GmbH. Produktkatalog.
- [5] EagleBurgmann ESPEY GmbH. Produktkatalog.
- [6] Kazunari Komotori Karl Trutnovsky. *Berührungsfreie Dichtungen*. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1981.
- [7] S.K Grinnell. Flow of a compressible fluid in a thin passage. *American Society of Mechanical Engineers, New York*, 1954.
- [8] L.P. Ludwig J. Zuk. Investigation of isothermal, compressible flow across a rotating sealing dam: Analysis. *NASA TECHNICAL NOTE: NASA TN D-5344*, 1969.
- [9] P.J. Smith J. Zuk. Computer program for viscous, isothermal compressible flow across a sealing dam with small tilt angle. *NASA TECHNICAL NOTE: NASA TN D-5373*, 1969.
- [10] L.P. Ludwig J. Zuk and R.L. Johnson. Quasi-one-dimensional compressible flow across face seals and narrow slots: I - analysis, II - computer program. *NASA TECHNICAL NOTE: NASA TN D-6668/6787*, 1972.
- [11] L.P. Ludwig J. Zuk and R.L. Johnson. Computer program for quasi-one-dimensional compressible flow with area change and friction - application to gas film seals. *NASA TECHNICAL NOTE: NASA TN D-7481*, 1974.
- [12] F.C. Hsing and M.J. Carrano. Analysis of compressible fluid flow in gas turbine mainshaft seals. *ASLE Transactions, Volume 23, 3.237-243*, 1979.
- [13] Gilles Gerardus Hirs. *Fundamentals of a bulk-flow theory for turbulent lubricant films*. PhD thesis, Technische Hoogeschool te Delft, 1970.

-
- [14] Gilles Gerardus Hirs. A systematic study of turbulent film flow. *Journal of Tribology*, 96(1):118–126, 1974.
 - [15] Reynolds O. Über die theorie der schmierung und ihre anwendung. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1886.
 - [16] Dara W Childs. Dynamic analysis of turbulent annular seals based on hirs' lubrication equation. *Journal of Tribology*, 105(3):429–436, 1983.
 - [17] CC Nelson, DW Childs, C Nicks, and D Elrod. Theory versus experiment for the rotordynamic coefficients of annular gas seals: Part 2 - constant-clearance and convergent-tapered geometry. *Journal of Tribology*, 108(3):433–437, 1986.
 - [18] Nicole Zirkelback and Luis San Andres. Bulk-flow model for the transition to turbulence regime in annular pressure seals. *Tribology transactions*, 39(4):835–842, 1996.
 - [19] Dara W Childs and Jonathan Wade. Rotordynamic-coefficient and leakage characteristics for hole-pattern-stator annular gas seals measurements versus predictions. *Journal of tribology*, 126(2):326–333, 2004.
 - [20] Tae Woong Ha and DW Childs. Annular honeycomb-stator turbulent gas seal analysis using a new friction-factor model based on flat plate tests. *Journal of tribology*, 116(2):352–359, 1994.
 - [21] Tony B Sprowl and Dara W Childs. A study of the effects of inlet preswirl on the dynamic coefficients of a straight-bore honeycomb gas damper seal. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 129(1):220–229, 2007.
 - [22] A Lomakin. Calculation of critical number of revolutions and the conditions necessary for dynamic stability of rotors in high-pressure hydraulic machines when taking into account forces originating in sealings. *Journal for Power and Mechanical Engineering*, 14(4):1–5, 1958.
 - [23] Mihai Arghir, Cyril Defaye, and Jean Frêne. The lomakin effect in annular gas seals under choked flow conditions. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 129(4):1028–1034, 2007.
 - [24] Mihai Arghir and Antoine Mariot. About the negative direct static stiffness of highly eccentric straight annular seals. In *ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*, pages V07BT32A024–V07BT32A024. American Society of Mechanical Engineers, 2014.
 - [25] DL Rhode, SJ Hensel, and MJ Guidry. Labyrinth seal rotordynamic forces using a three-dimensional navier-stokes code. *Journal of tribology*, 114(4):683–689, 1992.
 - [26] DL Rhode, SH Ko, and GL Morrison. Leakage optimization of labyrinth seals using a navier-stokes code. *Tribology transactions*, 37(1):105–110, 1994.

- [27] G Chochua, W Shyy, and J Moore. Computational modeling for honeycomb-stator gas annular seal. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(9):1849–1863, 2002.
- [28] Chang-Ho Choi, Jun-Gu Noh, Dae-Jin Kim, Soon-Sam Hong, and Jinhan Kim. Effects of floating-ring seal clearance on the pump performance for turbopumps. *Journal of Propulsion and Power*, 25(1):191–195, 2009.
- [29] Zhigang Li, Jun Li, and Zhenping Feng. Numerical investigations on the leakage and rotordynamic characteristics of pocket damper seals part ii: Effects of partition wall type, partition wall number, and cavity depth. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 137(3):032504, 2015.
- [30] J Jeffrey Moore. Three-dimensional cfd rotordynamic analysis of gas labyrinth seals. *Journal of vibration and acoustics*, 125(4):427–433, 2003.
- [31] Jean Frêne, Mihai Arghir, and Virgil Constantinescu. Combined thin-film and navier–stokes analysis in high reynolds number lubrication. *Tribology international*, 39(8):734–747, 2006.
- [32] DW Childs. Fluid-structure interaction forces at pump-impeller-shroud surfaces for rotordynamic calculations. *Journal of Vibration and Acoustics*, 111(3):216–225, 1989.
- [33] Dara W Childs. *Turbomachinery rotordynamics: phenomena, modeling, and analysis*. John Wiley & Sons, 1993.
- [34] WZ Wang, YZ Liu, G Meng, and PN Jiang. A nonlinear model of flow-structure interaction between steam leakage through labyrinth seal and the whirling rotor. *Journal of mechanical science and technology*, 23(12):3302–3315, 2009.
- [35] Qinglei Jiang, Lulu Zhai, Leqin Wang, and Dazhuan Wu. Fluid-structure interaction analysis on turbulent annular seals of centrifugal pumps during transient process. *Mathematical Problems in Engineering*, 2011, 2011.
- [36] Yu Du. *Numerical simulation of mechanical and thermal fluid–structure interaction in labyrinth seals*. PhD thesis, TU Darmstadt, 2010.
- [37] Yuri Bazilevs, Kenji Takizawa, and Tayfun E Tezduyar. *Computational fluid-structure interaction: methods and applications*. John Wiley & Sons, 2013.
- [38] Daniel Pinyen Mok. Partitionierte lösungsansätze in der strukturdynamik und der fluid-struktur-interaktion. 2001.
- [39] Friedrich-Karl Benra, Hans Josef Dohmen, Ji Pei, Sebastian Schuster, and Bo Wan. A comparison of one-way and two-way coupling methods for numerical analysis of fluid-structure interactions. *Journal of applied mathematics*, 2011, 2011.

-
- [40] CW Hirt, Anthony A Amsden, and JL Cook. An arbitrary lagrangian-eulerian computing method for all flow speeds. *Journal of Computational Physics*, 14(3):227–253, 1974.
 - [41] Jean Donea, S Giuliani, and JP Halleux. An arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 33(1):689–723, 1982.
 - [42] Howard H Hu, Neelesh A Patankar, and MY Zhu. Direct numerical simulations of fluid–solid systems using the arbitrary lagrangian–eulerian technique. *Journal of Computational Physics*, 169(2):427–462, 2001.
 - [43] Joel H. Ferziger; Milovan Perić. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008.
 - [44] Frederic J Blom. Considerations on the spring analogy. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 32(6):647–668, 2000.
 - [45] R. Löhner and C. Yang. Improved ALE mesh velocities for moving bodies. *Communications in Numerical Methods in Engineering*, 12:599–608, 1996.
 - [46] Tommaso Lucchini, Gianluca D’Errico, Hrvoje Jasak, and Zeljko Tukovic. Automatic mesh motion with topological changes for engine simulation. Technical report, SAE Technical Paper, 2007.
 - [47] Hrvoje Jasak and Zeljko Tukovic. Automatic mesh motion for the unstructured finite volume method. *Transactions of FAMENA*, 30(2):1–20, 2006.
 - [48] J Pei, HJ Dohmen, SQ Yuan, and F-K Benra. Investigation of unsteady flow-induced impeller oscillations of a single-blade pump under off-design conditions. *Journal of Fluids and Structures*, 35:89–104, 2012.
 - [49] Yu Zhang, Sanbao Hu, Yunqing Zhang, and Liping Chen. Optimization and analysis of centrifugal pump considering fluid-structure interaction. *The Scientific World Journal*, 2014, 2014.
 - [50] Tellervo Brandt, Ville Lestinen, Timo Toppila, Jukka Kähkönen, Antti Timperi, Timo Pättikangas, and Ismo Karppinen. Fluid-structure interaction analysis of large-break loss of coolant accident. *Nuclear Engineering and Design*, 240(9):2365–2374, 2010.
 - [51] Alan O Lebeck. *Principles and design of mechanical face seals*. John Wiley & Sons, 1991.
 - [52] F. Billy, M. Arghir, and G. Pineau. Navier-Stokes Analysis of a Regular Two-Dimensional Roughness Pattern under Turbulent Flow Regime. *J. Tribol.*, 128:122–130, January 2006.

- [53] T. Nanbu, N. Ren, Y. Yasuda, D. Zhu, and Q.J. Wang. Micro-Textures in Concentrated Conformal-Contact Lubrication: Effects of Texture Bottom Shape and Surface Relative Motion. *Tribol Lett*, 29:241–252, 2008.
- [54] D. Zhu and Q.J. Wang. Effect of Roughness Orientation on the Elastohydrodynamic Lubrication Film Thickness. *J. Tribol*, 135:0315011–0315019, July 2013.
- [55] J. White. Surface Roughness Effects in the Region Between High Wave Number and High Bearing Number Limited Lubricant Flows. *J. Tribol*, 135:0417061–04170615, October 2013.
- [56] Haiwu Yu, Wei Huang, and Xiaolei Wang. Dimple patterns design for different circumstances. *Lubrication Science*, 25(2):67–78, 2013.
- [57] Yuri Kligerman and Izhak Etsion. Analysis of the hydrodynamic effects in a surface textured circumferential gas seal. *Tribology Transactions*, 44(3):472–478, 2001.
- [58] Y Feldman, Y Kligerman, and I Etsion. Stiffness and efficiency optimization of a hydrostatic laser surface textured gas seal. *Journal of tribology*, 129(2):407–410, 2007.
- [59] Shaoxian Bai, Xudong Peng, Yefeng Li, and Songen Sheng. A hydrodynamic laser surface-textured gas mechanical face seal. *Tribology letters*, 38(2):187–194, 2010.
- [60] N. Patir and H. Cheng. An Average Flow Model for Determining Effects of Three-Dimensional Roughness on Partial Hydrodynamic Lubrication. *J. Tribol*, 100:12–17, 1978.
- [61] DARAW Childs, David Elrod, and Keith Hale. Annular honeycomb seals: Test results for leakage and rotordynamic coefficients; comparisons to labyrinth and smooth configurations. *Journal of Tribology*, 111(2):293–300, 1989.
- [62] George F Kleynhans and Dara W Childs. The acoustic influence of cell depth on the rotordynamic characteristics of smooth-rotor/honeycomb-stator annular gas seals. *Journal of engineering for gas turbines and power*, 119(4):949–956, 1997.
- [63] Zeping Yu and Dara W Childs. A comparison of experimental rotordynamic coefficients and leakage characteristics between hole-pattern gas damper seals and a honeycomb seal. In *ASME 1997 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, pages V004T14A001–V004T14A001. American Society of Mechanical Engineers, 1997.
- [64] Joseph Spurk and Nuri Aksel. *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*. Springer, 8. edition, 2010.
- [65] ANSYS. Academic research, release 15.0, help system, ansys cfx-solver theory guide, ansys. *Inc*, 2013.
- [66] Herbert Oertel, Martin Böhle, and Ulrich Dohrmann. *Strömungsmechanik*. Wiesbaden: Vieweg, 2002.

-
- [67] P. R. Spalart. Strategies for turbulence modelling and simulation. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 21(3):252–263, 2000.
 - [68] Kunlun Liu and Richard H Pletcher. Compressibility and variable density effects in turbulent boundary layers. *Journal of heat transfer*, 129(4):441–448, 2007.
 - [69] M V Morkovin. Effects of compressibility on turbulent flows. *Mécanique de la Turbulence*, pages 367–380, 1962.
 - [70] Wilcox David C. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., La Canada, 3rd. edition, 2006.
 - [71] BE Launder and BI Sharma. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in heat and mass transfer*, 1(2):131–137, 1974.
 - [72] Florian R Menter. Zonal two equation k-turbulence models for aerodynamic flows. *AIAA paper*, 2906:1993, 1993.
 - [73] Florian R Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32(8):1598–1605, 1994.
 - [74] Andreas Lucius. *Numerische Simulation instationärer Strömungsvorgänge in Pumpen und Ventilatoren radialer Bauart*. PhD thesis, Zugl.: Clausthal-Zellerfeld, Techn. Univ., Diss., 2013, 2013.
 - [75] BE Launder and M Leschziner. Flow in finite-width, thrust bearings including inertial effects: I - laminar flow, II - turbulent flow. *Journal of Tribology*, 100(3):330–345, 1978.
 - [76] N. Patir and H. Cheng. Application of average flow model to lubrication between rough sliding surfaces. *ASME Journal of Lubrication Technology*, 101:220–229, 1979.
 - [77] G. Brenner, A. Al-Zoubi, H. Schwarze M. Mukinovic, and S. Swoboda. Numerical Simulation of Surface Roughness Effects in Laminar Lubrication Using the Lattice-Boltzmann Method. *J. Tribol*, 129:603–610, 2007.
 - [78] N Tala-Ighil, P. Maspeyrot, M. Fillon, and A. Bounif. Effects of surface texture on journal-bearing characteristics under steady-state operating conditions. *J. Engineering Tribology*, 221:623–633, June 2007.
 - [79] N. Ren, D. Zhu, W.W. Chen, Y. Liu, and Q.J. Wang. A Three-Dimensional Deterministic Model for Rough Surface Line-Contact EHL Problems. *J. Tribol*, 131:0115011–0115019, January 2009.
 - [80] F. Sahlin, S. Glavatskih, A. Almqvist, and R. Larsson. Two-Dimensional CFD-Analysis of Micro-Patterned Surfaces in Hydrodynamic Lubrication. *J. Tribol*, 127:96–102, 2005.

- [81] Hermann Schlichting and Klaus Gersten. *Grenzschicht-theorie*. Springer-Verlag, 2006.
- [82] Y Yamada. Resistance of a flow through an annulus with an inner rotating cylinder. *Bulletin of JSME*, 5(18):302–310, 1962.
- [83] CM Rhie and WL Chow. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA journal*, 21(11):1525–1532, 1983.
- [84] S Majumdar. Role of underrelaxation in momentum interpolation for calculation of flow with nonstaggered grids. *Numerical heat transfer*, 13(1):125–132, 1988.
- [85] I Demirdžić, Ž Lilek, and M Perić. A collocated finite volume method for predicting flows at all speeds. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 16(12):1029–1050, 1993.
- [86] Peter Haupt. *Continuum mechanics and theory of materials*. Springer, 2002.
- [87] ANSYS. Academic research, release 15.0, help system, ansys mechanical apdl theory reference, ansys. Inc, 2013.
- [88] Klaus-Jürgen Bathe. *Finite-elemente-methoden*, volume 2. Springer Berlin, 2002.
- [89] Hauger Gross, Werner Hauger, Jörg Schröder, and Wolfgang A Wall. *Technische Mechanik 2*. Springer-Verlag, 2011.
- [90] Robert Imhäuser. Persönliche mitteilung.
- [91] Warren Clarence Young and Richard Gordon Budynas. *Roark’s formulas for stress and strain*, volume 7. McGraw-Hill New York, 2002.
- [92] Gene Hou, Jin Wang, and Anita Layton. Numerical methods for fluid-structure interaction: a review. *Communications in Computational Physics*, 12(02):337–377, 2012.
- [93] I Demirdžić and M Perić. Space conservation law in finite volume calculations of fluid flow. *International journal for numerical methods in fluids*, 8(9):1037–1050, 1988.
- [94] W Shyy, S Pal, HS Udaykumar, and D Choi. Structured moving grid and geometric conservation laws for fluid flow computation. *Numerical Heat Transfer, Part A Applications*, 34(4):369–397, 1998.
- [95] AIAA. Guide for the verification and validation of computational fluid dynamics simulations. *Am. Institute of Aeronautics and Astronautics*, 1998.
- [96] Verification DoD. Validation, and accredization (vv&a) recommended practices guide, defense modeling simulation office, office of the director of defense research and engr, December 9, 2009.

-
- [97] Patrick J. Roache. *Verification and Validation in Computational Science and Engineering*. Hermosa Pub, 1998.
 - [98] Herbert Sigloch. *Technische Fluidmechanik*, volume 6. Springer, 2007.
 - [99] Robert G Deissler. Analysis of turbulent heat transfer and flow in the entrance regions of smooth passages. Technical report, DTIC Document, 1953.
 - [100] DB Hamilton, JA Walowit, and CM Allen. A theory of lubrication by microirregularities. *Journal of Fluids Engineering*, 88(1):177–185, 1966.
 - [101] J.H. Tripp. Surface Roughness Effects in Hydrodynamic Lubrication: The flow Factor Method. *ASME Journal of Lubrication Technology*, 105(3):458–463, 1983.
 - [102] H. Jasak, A. Jemcov, and Z. Tukovic. OpenFOAM: A C++ library for complex physics simulations. In *International Workshop on Coupled Methods in Numerical Dynamics*. IUC, Dubrovnik, Croatia, 2007.
 - [103] H. Jasak and Z. Tukovic. Automatic Mesh Motion for the Unstructured Finite Volume Method. *Transactions of FAMENA*, 30(2):1–18, 2007.
 - [104] Hrvoje Jasak and Henrik Rusche. Dynamic mesh handling in openfoam. In *Proceeding of the 47th Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida, June 2009*.
 - [105] N. Letalleur, F. Plouraboué, and M. Prat. Average Flow Model of Rough Surface Lubrication: Flow Factors for Sinusoidal Surfaces. *J. Tribol*, 124:539–546, 2002.
 - [106] J. Hu and H.J. Leutheusser. Micro-Inertia Effects in Laminar Thin-Film Flow Past a Sinusoidal Boundary. *J. Tribol*, 119:211–216, 1997.
 - [107] Reinhard Beneke. *Adaptive gasgeschmierte Gleitringdichtungen für extreme Betriebsbedingungen*. Shaker, 2012.
 - [108] Wen Jeng Chen. *Introduction to dynamics of rotor-bearing systems*. Trafford Publishing, 2007.
 - [109] ANSYS. Academic research, release 15.0, help system, ansys mechanical user’s guide, ansys. *Inc*, 2013.
 - [110] Karl-Heinrich Grote. *DUBBEL Taschenbuch für den Maschinenbau*. Springer DE, 2011.
 - [111] Stefan Turek and Jaroslav Hron. *Proposal for numerical benchmarking of fluid-structure interaction between an elastic object and laminar incompressible flow*. Springer, 2006.
 - [112] Markus Schildhauer. Simulation von fluid-struktur-interaktion mit ansys cfx. *Hochschule für Technik, Wirtschaft und Kultur Leipzig*, 2011.